

# **Experimentelle und numerische Untersuchung der Flammenentwicklung bei Laserzündung von Methan/Sauerstoff-Gemischen in Modellbrennkammern**

Von der Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie  
der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines  
Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)  
genehmigte Abhandlung

vorgelegt von  
**Dipl.-Ing. Michael Wohlhüter**

geboren in  
Sigmaringen

Hauptberichter:	Prof. Dr.-Ing. Stefan Schlechtriem
Mitberichter:	Prof. Dr.-Ing. Oskar Haidn
Mitberichter:	Prof. Dr. rer. nat. Michael Oswald

Tag der mündlichen Prüfung: 25. August 2020

Institut für Raumfahrtsysteme  
Universität Stuttgart  
2021





# Danksagung

Ohne die Unterstützung vieler Menschen wäre die vorliegende Arbeit nicht möglich gewesen. Ich danke meinem Doktorvater und Institutsleiter Prof. Dr. Stefan Schlechtriem für die Möglichkeit, die Arbeit an diesem anspruchsvollen Thema durchzuführen. Ebenso vielen Dank an Prof. Dr. Oskar Haidn und Prof. Dr. Michael Oschwald für die Übernahme der Aufgabe als Mitberichter. Herrn Prof. Dr. Jörg Wagner danke ich für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Ein besonderer Dank gilt meinem fachlichen Betreuer Dr. Victor Zhukov. Er hat mir mit seiner Erfahrung durch die Untiefen der Strömungs- und Verbrennungssimulation geholfen. Ebenso möchte ich mich bei meinem Gruppenleiter Dr. Ralf Stark bedanken, der mir mit seiner direkten, ironischen Art manche gedankliche Sackgasse aufgezeigt hat. Im experimentellen Bereich gilt mein Dank vor allem Jo Sender, der mich mit seiner Erfahrung bei den Zündversuchen zum ISP-1-Projekt angeleitet hat. Ich hätte ihm gern noch gezeigt, was daraus geworden ist. Ebenso vielen Dank an Dr. Chiara Manfletti und Michael Börner, die mit mir die RCSLaser- und MOLI-Kampagnen durchgeführt haben.

Das Projekt Doktorarbeit wäre nicht dasselbe ohne die Freunde aus aller Welt, die ich während dieser Zeit gefunden habe. Euch allen, Wohnheimer und sonstige Verrückte, danke für die gute Zeit!

Mein tiefster Dank gebührt meiner Familie für den Rückhalt, dessen ich mir immer sicher sein konnte. Vor allem meine Eltern haben mich schon von klein auf auch bei den abgehobensten Ideen unterstützt. Ebenso viel verdanke ich meiner Frau Lara, die mich mitten in der Doktorarbeit kennen und lieben gelernt hat und in den schwierigsten Momenten bei mir war. Sie hat mich nach Kräften unterstützt und mich daran erinnert, dass es auch abseits des Schreibtischs noch eine Welt gibt.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Symbol- und Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>9</b>
<b>Zusammenfassung</b>	<b>15</b>
<b>Abstract</b>	<b>17</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>19</b>
<b>2 Stand der Technik</b>	<b>23</b>
2.1 Methan als Treibstoff für Raumfahrtantriebe . . . . .	23
2.2 Laserzündung in Raketenbrennkammern . . . . .	26
2.3 Numerische Simulation der Laserzündung in Raketenbrennkammern . .	27
<b>3 Grundlagen</b>	<b>29</b>
3.1 Zündverfahren bei chemischen Raumfahrtantrieben . . . . .	29
3.1.1 Definition Chemischer Raumfahrtantriebe . . . . .	29
3.1.2 Verbreitete Zündverfahren . . . . .	30
3.1.3 Laserzündung . . . . .	30
3.2 Numerik . . . . .	33
3.2.1 Erhaltungsgleichungen . . . . .	33
3.2.2 Turbulenzmodelle . . . . .	35
3.2.3 Verbrennungsmodelle . . . . .	39
<b>4 Experimenteller Aufbau</b>	<b>45</b>
4.1 Forschungsprüfstand M3.1 . . . . .	45
4.1.1 Messtechnik . . . . .	45
4.2 Brennkammern . . . . .	48
4.2.1 Mikrobrennkammer . . . . .	48
4.2.2 RCSLaser-Brennkammer . . . . .	50
4.2.3 MOLI-Brennkammer . . . . .	53

<b>5</b>	<b>Numerische Untersuchungen</b>	<b>55</b>
5.1	Allgemeine Einstellungen . . . . .	55
5.1.1	Allgemeiner Aufbau des Rechengebiets . . . . .	56
5.1.2	Simulationsumgebung ANSYS CFX . . . . .	57
5.1.3	Turbulenzmodell . . . . .	57
5.1.4	Verbrennungsmodell . . . . .	57
5.1.5	Initialisierung der Rechnung . . . . .	57
5.1.6	Simulation des Laserpulses . . . . .	58
5.2	ISP-1 . . . . .	58
5.2.1	Rechengebiet . . . . .	58
5.2.2	Randbedingungen . . . . .	60
5.2.3	Modellierung der Laserzündung . . . . .	62
5.3	RCSLaser . . . . .	62
5.3.1	Rechengebiet . . . . .	62
5.3.2	Randbedingungen . . . . .	64
5.3.3	Modellierung der Laserzündung . . . . .	65
5.4	MOLI . . . . .	65
5.4.1	Rechengebiet . . . . .	65
5.4.2	Randbedingungen . . . . .	66
5.4.3	Modellierung der Laserzündung . . . . .	67
<b>6</b>	<b>Auswertung</b>	<b>69</b>
6.1	Abhängigkeiten der Numerik . . . . .	70
6.1.1	Netzkonvergenz . . . . .	70
6.1.2	Abhängigkeit der Rechnung von der Geometrie . . . . .	73
6.1.3	Qualitative Einordnung der Strömung in Experiment und Simulation . . . . .	77
6.2	Konsistenz der experimentellen Daten . . . . .	81
6.2.1	Statische und dynamische Sensoren . . . . .	81
6.2.2	Synchronität der Messsysteme . . . . .	90
6.3	Zündverlauf und Flammenausbreitung . . . . .	95
6.3.1	Harte und weiche Zündung . . . . .	95
6.3.2	Bedingungen für eine weiche Zündung . . . . .	99
6.3.3	Bedingungen für eine stabile Zündung . . . . .	109
6.4	Numerische Simulation des Zündvorgangs . . . . .	117
6.4.1	Simulation der Flammenausbreitung bei harter Zündung . . . . .	117
6.4.2	Simulation der Flammenausbreitung bei weicher Zündung . . . . .	126

<b>7 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>131</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>135</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>146</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>148</b>



# Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

## Lateinische Symbole

$A$	$[\text{m}^3/(\text{mol s K}^\beta)]$	Präexponentieller Faktor der Arrhenius-Gleichung
$A_{EDM}$	$[-]$	Konstante des Eddy Dissipation Modells
$b$	$[-]$	Konstante des k-omega-Modells
$b'$	$[-]$	Konstante des k-omega-Modells
$B_{EDM}$	$[-]$	Konstante des Eddy Dissipation Modells
$\bar{c}_{fuel}$	$[\text{mol}/\text{m}^3]$	lokale, zeitlich gemittelte Brennstoffkonzentration
$\bar{c}_{O_2}$	$[\text{mol}/\text{m}^3]$	lokale, zeitlich gemittelte Sauerstoffkonzentration
$\bar{c}_p$	$[\text{mol}/\text{m}^3]$	lokale, zeitlich gemittelte Konzentration der Reaktionsprodukte
$C_{\epsilon 1}$	$[-]$	Konstante des k-epsilon-Modells
$C_{\epsilon 2}$	$[-]$	Konstante des k-epsilon-Modells
$d$	$[\text{m}]$	Durchmesser
$Da_t$	$[-]$	turbulente Damköhlerzahl
$e$	$[\text{J}]$	Innere Energie
$E$	$[\text{J}/\text{mol}]$	Aktivierungsenergie
$E_g$	$[\text{J}]$	Gesamtenergie
$F_1$	$[-]$	Mischfunktion des SST-Modells
$F_2$	$[-]$	Mischfunktion des SST-Modells
$I_{sp}$	$[\text{s}]$	Spezifischer Impuls
$j$	$[\text{kg}/(\text{m}^2 \text{ s})]$	Diffusionsmassenstromdichte
$k$	$[\text{m}^2/\text{s}^2]$	kinetische Energie der Turbulenz
$k_b$	$[\text{m}^3/(\text{mol s})]$	Geschwindigkeitskoeffizient der Rückreaktion
$k_f$	$[\text{m}^3/(\text{mol s})]$	Geschwindigkeitskoeffizient der Hinreaktion
$l$	$[\text{m}]$	Länge
$L$	$[\text{m}]$	Charakteristische Länge
$\dot{m}$	$[\text{kg}/\text{s}]$	Massenstrom
$M$	$[\text{kg}/\text{mol}]$	Molare Masse
$Ma$	$[-]$	Machzahl
$M_w$	$[\text{kg}]$	Molekulargewicht
$N$	$[-]$	Zählvariable
$p$	$[\text{Pa}]$	Druck
$P_k$	$[\text{kg}/(\text{m s}^3)]$	Turbulenz-Produktionsterm des k-epsilon-Modells

$P_{kb}$	[kg / (m <sup>3</sup> s)]	Auftriebs-Produktionsterm des k-epsilon-Modells
$r$	[m]	Radius
$r_{fuel}$	[kg/m <sup>3</sup> ]	stöchiometrischer Sauerstoffbedarf bezogen auf 1 kg Brennstoff
$R$	[kg/(m <sup>3</sup> s)]	Reaktionsgeschwindigkeit
Re	[-]	Reynoldszahl
ROF	[-]	Ratio Oxidizer to Fuel - Sauerstoff-Brennstoff-Verhältnis
$R_s$	[J/(kg K)]	Spezifische Gaskonstante
$S$	[-]	Chemischer Produktionsterm einer Komponente
$t$	[s]	Zeit
$t_0$	[s]	charakteristische makroskopische Zeitskala
$t_R$	[s]	Zeitskala der chemischen Reaktion
$T$	[K]	Temperatur
$u$	[m/s]	Geschwindigkeit
$\vec{u}_m$	[m/s]	gemittelte Komponente des Geschwindigkeitsvektors
$\vec{u}_v$	[m/s]	zeitlich veränderliche Komponente des Geschwindigkeitsvektors
$\vec{U}$	[m/s]	Geschwindigkeitsvektor
VR	[-]	Geschwindigkeitsverhältnis
$x, y, z$	[m]	kartesische Raumkoordinaten
$Y$	[-]	Massenanteil



## Griechische Symbole

$\alpha$	[-]	Konstante des k-omega-Modells
$\beta$	[-]	Temperaturexponent der Arrheniusgleichung
$\gamma$	[-]	relativer Einfluss als Stoßpartner
$\Gamma$	[m <sup>-3</sup> ]	Einfluss von Stoßpartnern auf die Reaktionspartner
$\epsilon$	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]	Wirbeldissipation der Turbulenz
$\kappa$	[-]	Isentropenexponent
$\lambda$	[m]	Wellenlänge
$\lambda_{max}$	[m]	maximale Wellenlänge
$\lambda_w$	[m]	Wandrauhigkeit
$\mu$	[Pa s]	dynamische Viskosität
$\mu_t$	[Pa s]	Turbulenz-Viskosität
$\nu$	[m <sup>2</sup> /s]	kinematische Viskosität
$\nu'$	[-]	Stöchiometriekoeffizient einer Spezies in der Hinreaktion
$\nu''$	[-]	Stöchiometriekoeffizient einer Spezies in der Rückreaktion
$\rho$	[kg/m <sup>3</sup> ]	Dichte
$\underline{\underline{\sigma}}$	[N/m <sup>2</sup> ]	Spannungstensor
$\sigma_k$	[-]	Konstante des k-epsilon- und k-omega-Modells
$\sigma_\epsilon$	[-]	Konstante des k-epsilon-Modells
$\sigma_\omega$	[-]	Konstante des k-omega-Modells
$\omega$	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]	Turbulenz-Frequenz
$\omega_t$	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]	Freistromgröße der Turbulenz-Frequenz

## Indizes

$\alpha$	eine Spezies betreffend
a	außen
bk	Brennkammer
d	Düse
dh	Düsenhals
ds	Drucksensor
i	innen
i, j, k	Zählindizes

ign	die Zündung betreffend
inj	Injektor
kon	konisch
OH	das OH-Radikal betreffend
p	die Druckspitze betreffend
s	stationärer Zustand
zyl	zylindrisch

## Abkürzungen

ASI	Agenzia Spaziale Italiana
BVM	Burning Velocity Model
CFD	Computational Fluid Dynamics
CIRA	Centro Italiano Ricerche Aerospaziali
CNES	Centre National d'Etudes Spatiales
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DNS	Direkte Numerische Simulation
ECFM	Extended Coherent Flame Model
EDM	Eddy Dissipation Model
FLPP	Future Launchers Preparatory Programme
FRC	Finite Rate Chemistry
ISP-1	In-Space Propulsion Programm
JL4	Vierschritt-Reaktionsmechanismus von Jones & Lindstedt
LCH4	Liquid Methane - flüssiges Methan
LEO	Low Earth Orbit - niederer Erdorbit
LES	Large Eddy Simulation
LH2	Liquid Hydrogen - flüssiger Wasserstoff
LMAE	Lunar Module Ascent Engine
LNG	Liquid Natural Gas - flüssiges Erdgas
LOX	Liquid Oxygen - flüssiger Sauerstoff
LUMEN	Liquid Upper stage deMonstrator ENgine
MOLI	Methane Oxygen Laser Ignition
$\mu$ BK	Mikrobrennkammer
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NTO	Distickstofftetroxid

ONERA	Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales
PCAD	Propulsion and Cryogenics Advanced Development
PROMETHEUS	Precursor Reusable Oxygen METHane cost Effective propU- sion System
RCS	Reaction Control System
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes-Gleichungen
RP-1	Rocket Propellant 1 / Refined Petroleum 1
SGS	Sub-Grid Scale
SST	Shear-Stress Turbulence
TFC	Turbulent Flame Closure
UDMH	Unsymmetrisches Dimethylhydrazin
URANS	Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes-Gleichungen
UV	Ultraviolett
WD2	Zweischritt-Reaktionsmechanismus von Westbrook & Dryer

## Naturkonstanten

$c = 299\,792\,458$	[m/s]	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
$h = 6,626\,070\,15 \times 10^{-37}$	[J/s]	Plancksches Wirkungsquantum
$R_m = 8,314\,462\,62$	[J/(mol K)]	Universelle Gaskonstante



# Zusammenfassung

Die aktuelle Entwicklung im Bereich der Raumfahrtantriebe wird getrieben durch die Themen Wiederverwendbarkeit und Kosteneffizienz. Die Treibstoffkombination Methan/Sauerstoff bietet dabei Vorteile für beide Themenbereiche.

Eine der größten Herausforderungen bei der Verwendung von Methan als Raketentreibstoff ist es, eine zuverlässige Zündung sicherzustellen. Der im Vergleich zum Wasserstoff deutlich kleinere Zündbereich und die geringere Flammenausbreitungsgeschwindigkeit stellen besondere Ansprüche an die Zündsequenz und machen eine genaue Kenntnis der Zündprozesse und Einflussgrößen notwendig.

Für einen Flug einer wiederverwendbaren Erststufe mit Stufenrückkehr sind bis zu fünf Zündungen des Triebwerks vorgesehen. Ein zuverlässiges Zündsystem ist dabei unerlässlich. Ein Laserzündsystem bietet die Möglichkeit, beliebig viele Zündpulse zu liefern und dabei die Zündenergie räumlich und zeitlich genau definiert in die Brennkammer einzubringen.

Die Ziele dieser Arbeit sind die Bestimmung der für eine weiche und stabile Triebwerkszündung notwendigen Bedingungen, sowie die Entwicklung eines numerischen Modells der Laserzündung mit Fokus auf die korrekte Abbildung der Druckentwicklung in der Brennkammer.

Zur Untersuchung der Zündvorgänge wurden Testkampagnen zur Laserzündung von gasförmigen Methan/Sauerstoff-Gemischen in drei Modellbrennkammern durchgeführt. Wesentliche Einflussgrößen wie das Strömungsfeld, die Speziesverteilung und die Flammenentwicklung können allerdings experimentell nur schwer erfasst werden. Untersuchungen mit numerischen Simulationsverfahren steuerten diese Daten für eine umfassende Analyse bei.

Im ersten Schritt konzentriert sich die vorliegende Arbeit auf die Anwendbarkeit der experimentellen Daten. Probleme der ersten beiden Testreihen werden identifiziert und fließen in die Entwicklung einer neuen Brennkammer ein. Die dritte Testreihe mit optimierter Brennkammer und Messtechnik ermöglicht detaillierte Untersuchungen der Zündphänomene.

Mit Hilfe dieser Daten werden Bedingungen für die Flammenentwicklung und den Zündverlauf ausgearbeitet. Ein brennstoffreiches Gemisch in der Brennkammer ist eine Voraussetzung für eine weiche Zündung mit gleichbleibender Flammenausbreitungsgeschwindigkeit. Dagegen ist eine Beschleunigung der Flammenfront charakteristisch für die harte Zündung. Für die Flammenentwicklung existiert ein Transitionsbereich in der Brennkammer, ab dem die Flammenausbreitung besser abläuft als im vorderen Bereich der Brennkammer. Die verbesserte Flammenausbreitung äußert sich in der Beschleunigung der Flammenfront oder einer zunehmenden Ausbreitung der Flamme auch quer

zur Hauptströmungsrichtung. Ein Zündpunkt im oder stromab dieses Transitionsbereichs ist vorteilhaft für eine erfolgreiche Zündung.

Abschließend wird anhand der experimentellen Daten ein numerisches Modell der Methan/Sauerstoff-Laserzündung entwickelt. Während das Modell die Beschleunigung der Flammenfront bei einer harten Zündung nicht abbildet, liefert es für die weiche Zündung gute Ergebnisse.

# Abstract

The current developments in the field of rocket propulsion are driven by the topics reusability and cost efficiency. The rocket propellant combination methane/oxygen offers advantages for both requirements.

A reliable, smooth ignition is one of the main challenges for rocket engines, especially when using methane as rocket propellant. Methane has a smaller flammable range and lower combustion velocities compared to hydrogen. These aspects place high demands on the ignition sequence. A detailed understanding of the ignition process and its determining factors is necessary.

The flight profile of a reusable first stage includes up to five engine ignitions. A reliable ignition system is essential for such an application. A laser ignition system can potentially deliver unlimited amounts of ignitions with high spatial and temporal accuracy of the energy deposition.

The first goal of this work is the definition of the conditions to provide a smooth ignition. The second goal is to develop a numerical model to simulate the ignition process in the combustion chamber with emphasis on the correct pressure development.

Laser ignition test campaigns of gaseous methane/oxygen mixtures with three different experimental combustion chambers have been performed. Numerical simulations provide additional parameters like the flow field, species distribution and flame development to the analysis. These parameters are essential for detailed analysis, but difficult to acquire by measurements.

First the usability of the experimental data is checked. Issues in the first two test campaigns are identified and analysed. Then a third test campaign is performed with an optimized combustion chamber geometry and instrumentation. This test campaign provides experimental data for detailed analysis of the ignition phenomena.

The analysis of the experimental data allows to identify the main parameters for the ignition process and the flame development. Fuel rich conditions in the combustion chamber are necessary to achieve a smooth ignition with constant flame speeds. A rapid increase in flame speed is characteristic for a hard ignition. Regarding the flame development a transition zone is identified in the combustion chamber. Downstream of this zone the flame propagation is improved compared to the upstream part of the combustion chamber. This improved flame propagation manifests itself in the acceleration of the flame front or an expansion of the flame also perpendicular to the main flow direction. A position of the laser focus point downstream of this transition point is beneficial to achieve a successful ignition.

As final step of this work a numerical model for the methane/oxygen laser ignition is developed. While this model does not capture the flame front acceleration of a hard

ignition, it reproduces the pressure development of the smooth ignition well.



# Kapitel 1

## Einleitung

Bereits seit Beginn des Raumfahrtzeitalters wird Methan als möglicher Raketentreibstoff diskutiert. Der erste Einsatz als Treibstoff in einem konkreten Trägersystem steht allerdings noch aus. Aktuell rückt Methan unter dem Eindruck des steigenden Wettbewerbsdrucks im Raumfahrtsektor und der zunehmenden Komplexität von Raumfahrtmissionen weltweit wieder in den Fokus.

In Kombination mit Sauerstoff bietet Methan für bestimmte Anwendungsbereiche Vorteile im Vergleich zu den etablierten Treibstoffen wie Wasserstoff sowie Kerosin und Hydrazin mit seinen Derivaten. Methan ist kostengünstig und weltweit leicht verfügbar. Es ist nicht toxisch und besitzt eine moderate Siedetemperatur. Dadurch ist es einfach in der Handhabung und ermöglicht effiziente Arbeitsabläufe für Lagerung sowie Be- und Enttankungsvorgänge am Startplatz.

Methan gilt als „space storable“ [1]. Das bedeutet, es ist unter Weltraumbedingungen ohne aufwendige Isolierungs- und Kühlungsmaßnahmen lagerfähig. Darüber hinaus ist Methan auch auf anderen Himmelskörpern vorhanden oder herstellbar. Eine Nutzung von Rohstoffen vor Ort macht eine Reduktion der mitzuführenden Treibstoffmasse beispielsweise bei Marsmissionen möglich [2].

Die im Vergleich zu Wasserstoff sechs mal höhere Dichte des Methans im flüssigen Zustand ermöglicht eine kompaktere Bauweise von Raketenstufen. Die Methansiedetemperatur von 110 K liegt darüber hinaus nahe der Sauerstoffsiedetemperatur von 90 K. Das reduziert den Isolationsaufwand der Tanks gegeneinander. Beides ermöglicht eine Verringerung von Volumen und Strukturmasse der Rakete.

Aktuell ist Methan in Verbindung mit dem Thema Wiederverwendbarkeit von Stufen und Antriebssystemen im Gespräch. Im Vergleich zu Wasserstoff entstehen bei der Verwendung von Methan als Treibstoff geringere Temperaturgradienten in der Brennkammerwand und die Bauteile müssen nicht auf eine Wasserstoffversprödung ausgelegt werden. Gleichzeitig besitzt Methan im Gegensatz zu anderen Kohlenwasserstoffen gu-

te Kühleigenschaften und eine sehr geringe Verkokungsneigung in den Kühlkanälen [3]. Diese Aspekte begrenzen die Belastungen auf das Triebwerk und begünstigen eine Wiederverwendung.

Die zuverlässige Zündung des Triebwerks ist dabei eine zentrale Herausforderung bei der Entwicklung eines neuen Antriebssystems. Methan/Sauerstoff-Gemische sind nicht hypergol, deshalb wird ein externes Zündsystem benötigt. Der Zündbereich von Methan/Sauerstoff-Gemischen ist um ein Drittel kleiner als bei Wasserstoff/Sauerstoff-Gemischen [4]. Gleichzeitig ist die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit bei Methan geringer als bei Wasserstoff [5], was zu einer schlechteren Stabilisierung der Flamme in der Brennkammer führt. Aufgrund dieser Eigenschaften sind die umfassenden Erfahrungen bei der Zündung von Wasserstoff/Sauerstoff-Gemischen in Raketenbrennkammern nicht auf Methan/Sauerstoff-Gemische übertragbar.

Die Zündung per Laser ermöglicht es, praktisch unbegrenzt Zündpulse zur Verfügung zu stellen. Deshalb ist die Laserzündung für Raumfahrtanwendungen interessant, die Mehrfachzündungen der Triebwerke beinhalten. Der Laserstrahl wird über einen optischen Zugang in die Brennkammer geführt und auf den Zündbereich gebündelt. Im Fokuspunkt erzeugt der Laserpuls ein heißes Plasma, durch das sich das Treibstoffgemisch in der Brennkammer entzündet. Dabei wird kein Bauteil im Zündbereich benötigt, das degradieren könnte. Ein Laserzündsystem erreicht deshalb potentiell eine sehr hohe Lebensdauer. Außerdem ermöglicht es eine freie Positionierung des Zündpunktes im Brennkammervolumen.

Eine weitere Eigenschaft der Laserzündung ist die zeitliche und örtliche Präzision der Energiefreisetzung. Der Laser kann Pulsauern von 10 ns erreichen und erzeugt im Zündbereich ein Plasma mit wenigen Millimetern Durchmesser [6]. Diese zeitliche und örtliche Präzision bei gleichzeitiger Flexibilität bei der Positionierung des Zündbereichs macht die Laserzündung auch für die Untersuchung der Zündvorgänge in Experimentalbrennkammern interessant.

Bisher stützt sich die Triebwerksentwicklung nach wie vor im Wesentlichen auf experimentelle Untersuchungen. Diese Herangehensweise ist allerdings mit hohem Zeit- und Kostenaufwand verbunden. Mit den Fortschritten in der Numerik können die Entwicklungsschritte jedoch mehr und mehr durch Simulationsergebnisse unterstützt und verkürzt werden. Das wird heute bereits bei Einzelaspekten wie der Brennkammerkühlung oder der Treibstoffeinspritzung praktiziert. Vom Ziel, den kompletten Triebwerkszyklus in einer gekoppelten Simulation abzubilden, ist man aber noch entfernt. Eine Hürde auf dem Weg zu einer solchen umfassenden Simulation ist die Triebwerkszündung. Sie ist per Definition ein instationärer Vorgang, der die Simulationswerkzeuge vor bedeutende Herausforderungen stellt.

Da der messtechnische Zugang ins Innere einer Raketenbrennkammer nur sehr begrenzt möglich ist, ist es sehr komplex, über Temperatur- und Druckmessungen an einigen diskreten Punkten entlang der Brennkammerwand hinaus Messdaten über die herrschenden Zustände zu erhalten. Gerade in Bezug auf das Strömungsfeld und die Speziesverteilung sind kaum experimentelle Daten verfügbar, gleichzeitig definieren aber diese Parameter die Flammenausbreitung während des Zündvorgangs. Numerische Untersuchungen liefern Einblicke in diese Prozesse und ermöglichen ein tieferes Verständnis der Vorgänge in der Brennkammer.

Die vorliegende Arbeit beschreibt die experimentelle und numerische Untersuchung der Flammenausbreitung bei Laserzündung von gasförmigen Methan/Sauerstoff-Gemischen in Modellbrennkammern. Das erste Ziel ist die Bestimmung der für eine weiche und zuverlässige Zündung notwendigen Randbedingungen. Das zweite Ziel dieser Untersuchung ist die Entwicklung eines numerischen Modells der Zündvorgänge mit Fokus auf die korrekte Abbildung der Druckentwicklung in der Brennkammer.

In dieser Arbeit werden Daten aus drei Testkampagnen mit verschiedenen Modellbrennkammern verwendet. Die erste Kampagne fand im Rahmen des In-Space-Propulsion Programms (ISP-1) statt, von der ein Testfall für die Untersuchungen in dieser Arbeit verwendet wird. Die Simulationen dieses Testfalls lieferten wichtige Erkenntnisse für die Numerik. Die zweite Kampagne wurde durchgeführt, nachdem in der Analyse des ISP-1-Testfalls Probleme mit den Druckmessungen festgestellt wurden. Dazu wurde eine Brennkammer verwendet, deren Geometrie der Brennkammer eines Lageregelungstriebwerks nachempfunden ist. Die Ergebnisse dieser Testreihe ermöglichten neue Einblicke in die Flammenausbreitung. Diese Brennkammer war jedoch nicht auf Methan/Sauerstoff-Gemische ausgelegt und produzierte harte Zündungen. Diese harten Zündungen weisen eine charakteristische Beschleunigung der Flammenfront auf, welche die numerischen Simulationen ohne spezielle Anpassungen nicht reproduzieren. Die Erfahrungen aus den bisherigen Untersuchungen flossen schließlich in die Neuentwicklung der MOLI-Brennkammer ein. Die Geometrie wurde angepasst, um eine große Spannbreite an Zündbedingungen abdecken zu können. Außerdem wurden Drucksensoren mit einer höheren Temperaturstabilität implementiert. Die damit durchgeführten experimentellen und numerischen Untersuchungen ermöglichten die Charakterisierung der Vorgänge bei harten und weichen Zündungen, die Bestimmung von Schlüsselparametern für eine weiche und zuverlässige Zündung und schließlich die Ausarbeitung eines numerischen Modells, das die weiche Zündung korrekt abbildet.

Im Anschluss an diese thematische Einführung wird in Kapitel 2 der Stand der Technik beschrieben. Die Hintergründe von Methan als Raketentreibstoff und der Laserzündung werden betrachtet. Der heutige Forschungsstand zur Laserzündung von

Methan/Sauerstoff-Gemischen in Raketenbrennkammern sowie die aktuellen Entwicklungsprogramme werden zusammengefasst.

Kapitel 3 gibt einen Überblick über die theoretischen Grundlagen zu Zündverfahren und numerischen Modellen.

In Kapitel 4 wird der experimentelle Aufbau präsentiert. Die Eigenschaften und Unterschiede der drei im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendeten Brennkammern werden aufgezeigt und die Messtechnik detailliert beschrieben.

Die numerischen Untersuchungen werden in Kapitel 5 zusammengefasst. Zunächst werden die gemeinsamen Einstellungen der Simulationen beschrieben. Im Anschluss daran folgen die spezifischen Einstellungen für die drei Testfälle.

In Kapitel 6 werden die experimentellen und numerischen Daten im Hinblick auf vier Aspekte ausgewertet und diskutiert. Zunächst werden grundlegende Abhängigkeiten der Numerik betrachtet und die Voraussetzungen für aussagekräftige Simulationsergebnisse geschaffen. Es folgt eine Analyse der Konsistenz der experimentellen Daten, bei der auf die angesprochenen Probleme der Messtechnik eingegangen wird. Anschließend erfolgt eine detaillierte Untersuchung von Zündverlauf und Flammenausbreitung. Dabei wird eine Definition der Begriffe harte und weiche Zündung anhand der Flammenausbreitung vorgenommen. Außerdem werden Bedingungen für eine weiche und eine stabile Zündung herausgearbeitet. Im vierten Abschnitt werden speziell die numerischen Ergebnisse der Laserzündungssimulationen betrachtet und analysiert, inwiefern der Zündverlauf mit den im Rahmen dieser Arbeit angewendeten numerischen Verfahren abgebildet werden kann.

Abschließend erfolgt in Kapitel 7 die Zusammenfassung der Ergebnisse und ein Ausblick auf mögliche nächste Schritte und tiefergehende Untersuchungen.

# Kapitel 2

## Stand der Technik

### 2.1 Methan als Treibstoff für Raumfahrtantriebe

Die Verwendung von Methan als Raketentreibstoff wird bereits seit Beginn des 20. Jahrhunderts diskutiert. Schon der Raumfahrtpionier Konstantin Ziolkovski schlug Methan als flüssigen Raketentreibstoff vor [7]. Auch Glushko und Langemak erwähnten Methan neben Wasserstoff und weiteren gasförmigen Stoffen als möglichen zukünftigen Raketentreibstoff [8, 9]. Da sie sich allerdings mit militärischen Anwendungen von Raketen beschäftigten, stuften sie diese Treibstoffe als ungeeignet ein. Tatsächlich wurde die erste in Europa gestartete Flüssigrakete mit Flüssigmethan und Flüssigsauerstoff betrieben. Im Jahr 1931 startete Johannes Winkler in Dessau seine „Flüssigkeitsrakete HW 1“, die beim zweiten Versuch eine Höhe von 200 m erreichte [10–12].

In den 70er Jahren rückte Methan im Zusammenhang mit der Erforschung des Mars wieder in den Fokus. Die Nutzung von Ressourcen vor Ort ermöglicht eine Verringerung der mitzuführenden Treibstoffmenge für eine bemannte Mars-Mission. Methan kann über den Sabatier-Prozess aus  $\text{CO}_2$  und Wasserstoff erzeugt und über lange Zeiträume gespeichert werden. Dazu wird  $\text{CO}_2$  aus der Marsatmosphäre extrahiert, während der Wasserstoff entweder mitgeführt oder ebenfalls vor Ort aus Wasser gewonnen wird. Damit ist es möglich, die Gesamtmasse einer Mars-Mission beim Start aus dem niedrigen Erdbit (LEO) um 20–45 % zu reduzieren [2]. Diese Untersuchungen hatten ihre Hochphasen in den USA in Verbindung mit der Aktualität von bemannten Missionen zum Mars, so etwa zu Beginn der 90er Jahre [13–15] und der Jahrtausendwende [2, 16]. Von 2011 bis 2015 fanden im Rahmen des NASA-Projekts Morpheus [17–20] Testflüge eines Methan/Sauerstoff-betriebenen Landemoduls statt.

Alle Raumfahrtnationen untersuchten und untersuchen die Treibstoffkombination Methan/Sauerstoff als Alternative zu den etablierten Treibstoffen. Oftmals beschäftigten sich die Untersuchungen mit der Anpassung vorhandener Triebwerke auf Methan

als Treibstoff. Als Beispiel seien hier zwei Programme in Russland und den USA angeführt:

Klepikov [8] beschreibt 1997 Untersuchungen bei NPO Energomash zum Betrieb von existierenden Kerosin/Sauerstoff-Triebwerken mit Methan. Diese Untersuchungen wurden im Zuge der Entwicklung der Riksha-Raketenfamilie durchgeführt, die je nach Ausbaustufe 0,5 – 6 Tonnen Nutzlast in den LEO transportieren sollte. In theoretischen Betrachtungen wurde die Verwendung von Methan anstelle von Kerosin in den Triebwerken RD-169, RD-184, RD-185, RD-190, sowie RD-182 und RD-192 untersucht. Neben Machbarkeits- und Effizienz-Studien wurden LOX/Methan-Verbrennungstests mit einer Modellbrennkammer mit 1,5 kN Schub durchgeführt. Die Untersuchungen ergaben Vorteile bei der Nutzlastkapazität und eine Erhöhung des spezifischen Impulses ( $I_{sp}$ ) um bis zu 20 s im Vergleich zum Betrieb mit Kerosin. Die Triebwerke blieben jedoch im Entwicklungsstatus.

Im Jahr 2009 wurde in den USA im Zuge des Propulsion and Cryogenics Advanced Development (PCAD) Programms der NASA das RS-18-Triebwerk mit LOX/LCH<sub>4</sub> getestet [21]. Dieses Triebwerk war eine Version des Lunar Module Ascent Engine (LMAE), das bei den Apollo-Missionen verwendet wurde und dort mit Distickstofftetroxid (NTO) und Aerozine-50, einer 50:50-Mischung von Hydrazin und Unsymmetrischem Dimethylhydrazin (UDMH), betrieben wurde.

Auch ungewöhnliche Antriebskonzepte mit Methan wurden untersucht, beispielsweise die Verwendung von Methaneis als festem Bestandteil in einem Festmethan-LOX-Hybridtriebwerk [9, 22].

Auch in Europa gab es verschiedene Programme zur Untersuchung von Methan als Raketentreibstoff. Astrium führte Ende der 90er Jahre intensive Untersuchungen zu Kohlenwasserstoffen (Methan, Propan und RP-1 (Kerosin)) durch [23]. Methan zeigte dabei beim spezifischen Impuls und erreichbarem Schub Vorteile gegenüber den länger-kettigen Kohlenwasserstoffen. Verschiedene mögliche Einsatzzwecke wurden analysiert, beispielsweise in Booster-Stufen [24]. Das in dieser Arbeit noch näher behandelte In-Space Propulsion (ISP-1) Programm [25–27] setzte den Fokus auf zukünftige Oberstufenanwendungen und das Future Launchers Preparatory Programme (FLPP) [28] hat Methan als eine Treibstoffvariante für zukünftige Hauptstufen im Blick, auch unter dem Aspekt der Wiederverwendbarkeit.

Aktuell wird Methan als Raketentreibstoff vor allem in Verbindung mit wiederverwendbaren Raumfahrzeugen diskutiert. Schlagworte sind dabei die gute Verfügbarkeit, geringe Kosten und einfache Handhabung von Methan, sowie die im Vergleich zum Wasserstoff deutlich geringeren Temperaturgradienten in der Brennkammerwand, wodurch die Materialbelastung verringert und die Lebensdauer verlängert werden kann.

Die geringe Rußbildung auch bei brennstoffreichen Gemischen sowie die kaum vorhandene Verkokungsneigung in Kühlkanälen vermeidet aufwendige Überholungsarbeiten bei der Wiederverwendung.

Weltweit befinden sich Untersuchungen und Prototypen von methanbetriebenen Raketenmotoren in verschiedenen Entwicklungsstadien.

Japan entwickelte und testete von 2004-2009 das LE-8-Triebwerk, ein LOX/LNG-Triebwerk mit Gasgenerator-Zyklus in der 100 kN-Schubklasse [29]. Es war als Triebwerk für die Zweitstufe der GX-Rakete konzipiert und erreichte eine Gesamtheißlaufzeit von mehr als 2000 s unter Bodenbedingungen. Ab 2008 wurde außerdem ein 30 kN-Triebwerk für Versuche unter Höhenbedingungen entwickelt. Beide Triebwerke waren ablativ gekühlt. Um die Effizienz zu steigern, wurde von 2008-2013 ein regenerativ gekühltes 100 kN-Gasgeneratortriebwerk entwickelt [30, 31].

In Südkorea begann Hyundai MOBIS im Jahr 1998 mit der Entwicklung von zwei Experimentalbrennkammern in der 20 kN und 100 kN Schubklasse [32–34]. Unter der Bezeichnung „CHASE-10“ wurde die 100 kN Brennkammer zu einem Gasgeneratortriebwerk mit Einwellen-Turbopumpe weiterentwickelt [35].

In den USA setzen vor allem die privaten Raumfahrtunternehmen auf Methan. Beispiele sind das Raptor-Triebwerk von SpaceX [36] sowie das BE4 von Blue Origin [37], das in Blue Origins „New Glenn“-Rakete und bei United Launch Alliance als Triebwerk für den Vulcan-Booster vorgesehen ist [38].

Auch in Europa und Russland gibt es entsprechende Entwicklungsprogramme, wie der LOx/Methane Thrust Chamber Demonstrator von Airbus Safran Launchers [39] und LM10-MIRA, ein italienisch-russisches Kooperationsprojekt [40]. Die italienische Raumfahrtagentur ASI begann die Forschung für LOx-Methan-Anwendungen für die Raumfahrt mit kleinen Experimentalbrennkammern bereits um das Jahr 2000. Im Rahmen des Lyra-Programms zur Evolution der Vega-Rakete unterstützte ASI das Design und die Technologieentwicklung für den MIRA-Demonstrator, eines LOx/LNG-Expanderzyklus-Triebwerks in der 100 kN Schubklasse, das als Oberstufentriebwerk vorgesehen ist. Der Demonstrator wurde zusammen mit Roskosmos entwickelt und die Brennkammer im Jahre 2012 erfolgreich getestet. Zwei Jahre später folgten Testläufe mit dem kompletten Triebwerk [40, 41]. Das italienische Raumfahrtforschungszentrum, das Centro Italiano Ricerche Aerospaziali (CIRA), betreibt das Forschungsprogramm HYPROB. Dieses Projekt dient zur Untersuchung von Verbrennungsphänomenen sowie für Komponententests mit dem Ziel, ein regenerativ gekühltes Demonstratortriebwerk in der 30 kN Schubklasse zu entwickeln [42–45].

Das französische Forschungszentrum für Luft und Raumfahrt, das Office National d’Etudes et de Recherches Aéropatiales (ONERA), führt mit der Mascotte-Versuchs-

anlage LOX/Wasserstoff- und LOX/Methan-Untersuchungen durch [46–48]. Der Aufbau bietet optischen Zugang in die Brennkammer und ermöglicht umfangreiche Injektor- und Verbrennungsstudien mit optischer Messtechnik [49–52].

Am Forschungsprüfstand des Lehrstuhls für Turbomaschinen und Flugantriebe der Technischen Universität München werden an zwei Forschungsbrennkammern Untersuchungen zur Methanverbrennung durchgeführt [53]. Die Brennkammern mit rundem und rechteckigem Querschnitt können mit Einzel- und Multiinjektorkonfigurationen bestückt werden [54–59].

Das Deutsche Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) besitzt an seinem Standort Lampoldshausen mit dem M3.1, dem P6 und dem P8 drei Forschungsprüfstände, an denen Untersuchungen mit Methan in verschiedenen Schubklassen möglich sind. Der Großprüfstand P3 wurde ebenfalls bereits mit Methan betrieben [39] und der Großprüfstand P5 wird in Vorbereitung auf den LOX/Methan-Demonstrator Prometheus auf eine Nutzung von Methan als Treibstoff erweitert [60–62]. Prometheus (Precursor Reusable Oxygen METHane cost Effective propUlsion System) war ursprünglich eine Studie der französischen Raumfahrtagentur, dem Centre National d’Etudes Spatiales (CNES) [63], und wurde zur Realisierung an ArianeGroup übergeben. Der LOX/Methan-Demonstrator liegt mit einem Schub von etwa 1000 kN in derselben Schubklasse wie Vulcain 2 [64]. Aus diesem Demonstrator soll eine Entwicklungslinie für ein bis zu fünfmal wiederverwendbares und universell einsetzbares Triebwerk für einen potentiellen Nachfolger der Ariane 6 entstehen.

Die Liquid Upper stage deMonstrator ENgine (LUMEN) ist eine Entwicklung des DLR Lampoldshausen [65, 66]. Das Expander-Bleed-Triebwerk in der Schubklasse von 25 kN stellt eine Plattform zum Testen von Komponenten in repräsentativer Umgebung dar [67].

## 2.2 Laserzündung in Raketenbrennkammern

Die Zündung von Treibstoff-Gemischen mittels eines Lasers kam zunächst in der Grundlagenforschung zum Zündvorgang und der Untersuchung minimaler Zündenergien zur Anwendung [68–70]. Später wurde die Anwendung der Laserzündung in Kolbenmotoren untersucht [71]. Anfang der 90er Jahre wurde die Laser-Zündung bei Methan-Sauerstoff-Gemischen in Raketenbrennkammern zum ersten Mal vorgeschlagen [72] und getestet [73].

Am DLR Lampoldshausen wurden ab Anfang des neuen Jahrtausends experimentelle Untersuchungen zur Laserzündung am Forschungsprüfstand M3.1 mit der Mikrobrennkammer durchgeführt. Nachdem zunächst Wasserstoff/Sauerstoff-Gemische be-



trachtet wurden [74–79], wurden die Versuche schon in den Folgejahren auf Methan als Treibstoff erweitert [80–83]. Neben der Untersuchung der Zündvorgänge selbst wurde der M3.1 mit der RCSLaser-Brennkammer, die einem 400 N-RCS-Triebwerk nachempfunden ist, auch für die Entwicklung von miniaturisierten Lasersystemen eingesetzt [84, 85]. Mit einem solchen miniaturisierten Laser wurden in der Folge Versuche mit Wasserstoff und Methan an größeren, repräsentativeren Brennkammern am Prüfstand P8 durchgeführt [86, 87].

## 2.3 Numerische Simulation der Laserzündung in Raketenbrennkammern

Zur numerischen Simulation der Laserzündung von Raketenbrennkammern existiert nur wenig veröffentlichtes Material. Erste Simulationen betrachteten die Laserzündung von Wasserstoff/Sauerstoff-Gemischen in einer Modellbrennkammer. Karl und Hanneemann [88] führten eine vereinfachte Simulation der Mikrobrennkammer ohne Berücksichtigung von Turbulenzeffekten durch. Die Flammenausbreitung in der Brennkammer wurde berechnet. Dabei zeigte sich, dass die Druckspitze in der Simulation deutlich höher als im Experiment ist. Haidn et al. [6] führten eine Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes (URANS) 2D-Simulation durch, die die Flammenfrontpositionen in der Mikrobrennkammer gut abbildete. Der Druckanstieg in der Brennkammer beginnt jedoch früher als im Experiment. Die Druckspitze ist zu hoch und wird später erreicht. Lacaze et al. [89] führten eine 3D Large-Eddy-Simulation (LES) der Laserzündung in der Mikrobrennkammer durch. Die Simulation konnte sowohl die Flammenausbreitung als auch den gemessenen Druckverlauf wiedergeben. Ourliac et al. [90] simulieren die Laserzündung in einer vereinfachten 2D-Ableitung der Mikrobrennkammer. Die Simulation zeigt einen früheren Druckanstieg, erreicht aber die experimentelle Druckspitze.

Im Zuge des ISP-1-Programms wurden zwei Testfälle zur Laserzündung von Methan/Sauerstoff-Gemischen in der Mikrobrennkammer von Ordonneau [27] mit URANS- und von Valorani et al. [91] mit LES-Verfahren untersucht. Die Simulationen zeigen trotz unterschiedlicher Simulationsverfahren vergleichbare Ergebnisse, ergeben aber im Vergleich zu den experimentellen Daten einen schnelleren Druckanstieg in der Brennkammer und eine hohe Druckspitze. Zuletzt wurde von Gargiulo et al. [92] an der Uni-Roma erneut eine numerische Analyse der ISP-1-Daten durchgeführt. Sie zeigt ebenfalls den zu hohen Druckverlauf.



# Kapitel 3

## Grundlagen

### 3.1 Zündverfahren bei chemischen Raumfahrtantrieben

Triebwerke mit nicht hypergolen (nicht selbst zündenden) Treibstoffen benötigen eine Energiequelle um zu zünden. Die Zündquelle muss den initialen Treibstoffstrom in die Brennkammer zuverlässig zu einem frühen Zeitpunkt zünden, bevor sich zu große Mengen unverbranntes Treibstoffgemisch ansammeln können [93, 94]. Eine harte Zündung bei einer späten Durchzündung dieses Gemisches kann durch den Druckschlag Verbrennungsinstabilitäten auslösen und Schäden am Triebwerk verursachen.

#### 3.1.1 Definition Chemischer Raumfahrtantriebe

Ein Antriebssystem („propulsion system“) ist nach Sutton et al. [95] ein System zur Veränderung der Bewegung eines Körpers durch Krafteinwirkung. Ein Strahlantrieb („jet propulsion“) generiert eine Reaktionskraft durch den Impuls von ausgestoßener Masse. Ein Raumfahrt- oder Raketenantrieb („rocket propulsion“) ist ein Spezialfall eines Strahlantriebs, der Schub durch das Ausstoßen rein von der Masse (dem Treibstoff) erzeugt, die zuvor im Fahrzeug gespeichert war. Bei chemischen Raumfahrtantrieben ist die Energie chemisch in den Treibstoffen gespeichert und wird durch Verbrennung freigesetzt. Dazu wird meist ein Oxidator (z.B. Sauerstoff) und ein Treibstoff (z.B. Methan) unter hohem Druck in einer Brennkammer gemischt und verbrannt. Die heißen Verbrennungsgase werden über eine Düse entspannt und beschleunigt ausgestoßen.

### 3.1.2 Verbreitete Zündverfahren

In Raketentriebwerken kommen verschiedene Zündsysteme zum Einsatz, einige der verbreitetsten sind hier angeführt [95]:

- **Pyrotechnischer Zünder:** Der pyrotechnische Zünder nutzt eine Festtreibstoffmenge mit einer Brenndauer von einigen Sekunden. Der Festtreibstoff wird elektrisch gezündet. Die Heißgase werden in die Brennkammer geleitet und zünden dort die Treibstoffe. Fast alle Feststoffraketen und viele Flüssigtriebwerke werden so gezündet. Diese Zündart eignet sich nur für Einzelzündungen.
- **Zündung per elektrischer Zündkerze:** Über eine Zündkerze wird ein elektrischer Funke erzeugt, mit dem die Treibstoffe gezündet werden. Diese Art der Zündung kann direkt in der Brennkammer angewendet werden und wird oft in Fackelzündern (siehe unten) eingesetzt.
- **Fackelzünder:** Ein Fackelzünder besteht aus einer kleinen Vorbrennkammer, in der mit einer Zünd- oder Glühkerze ein Gasgemisch gezündet wird. Die Verbrennungsgase werden wie beim pyrotechnischen Zünder in die Brennkammer geleitet und zünden dort die Treibstoffe. Dieses Zündverfahren kann mehrere Zündungen bereitstellen, ist aber durch die zusätzlichen Komponenten technisch aufwendiger als der pyrotechnische Zünder.
- **Zündung mit hypergolen Treibstoffen:** Hypergole Flüssigkeiten oder Gase werden zur Zündung mit in die Brennkammer eingebracht. Die exotherme Reaktion der hypergolen Treibstoffe stellt die Zündenergie für die Haupttreibstoffe zur Verfügung. Diese Art der Zündung benötigt kein elektrisches Zündsystem, allerdings muss ein separates Tank- und Leitungssystem für die hypergolen Treibstoffe vorgesehen werden.

Neben diesen Zündverfahren werden weitere Verfahren untersucht, etwa Resonanzzündung oder die Laserzündung, auf die im nächsten Abschnitt eingegangen wird.

### 3.1.3 Laserzündung

Bei der Laserzündung wird die Zündenergie nicht durch eine chemische Reaktion oder elektrische Entladung bereitgestellt, sondern über einen Laserpuls transportiert und in der Brennkammer freigesetzt. Dazu wird der Laserstrahl über einen optischen Zugang in die Brennkammer eingebracht und fokussiert. Je nach Art der Energieübertragung vom Laser auf das Treibstoffgemisch werden bei Manfletti et al. [82, 83] vier verschiedene Laserzündverfahren unterschieden:

Tabelle 3.1: Ionisationspotential und maximale Wellenlänge

Spezies	Ionisationspot. [eV]	$\lambda_{\max}$ [nm]
O <sub>2</sub>	12,1	102,7
H <sub>2</sub>	15,4	99,1
CH <sub>4</sub>	12,5	80,4

- **Photochemische Zündung:** („photochemical ignition“) Die photochemische Zündung beschreibt ein Zündverfahren mit einem hochenergetischen Laser. Ein einzelnes Photon besitzt genügend Energie  $E$ , um ein Atom oder Molekül zu ionisieren. Das Photon muss eine auf die zu ionisierende Spezies abgestimmte maximale Wellenlänge aufweisen. Die Ionisationspotentiale von Sauerstoff, Wasserstoff und Methan sind in Tabelle 3.1 gegeben. Die ebenfalls gegebenen maximalen Wellenlängen werden mithilfe der Gleichung 3.1 berechnet.

$$\lambda \leq \frac{h * c}{E} \quad (3.1)$$

Dabei ist  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum.

Photonen, die eine photochemische Laserzündung realisieren könnten, liegen damit im hohen UV- und in niedrigeren Wellenlängenbereichen. Momentan existiert kein Lasersystem, das diese Anforderung erfüllt.

- **Resonante Laserzündung:** („resonant laser ignition“) Moleküle und Atome können durch die Absorption mehrerer niedrigenergetischer Photonen ionisiert werden. Die Ionisationsenergie kann minimiert werden, wenn die Wellenlänge des Laserstrahls auf die Zweiphotonenabsorptions-Wellenlänge des Zielatoms angepasst ist. Dann wird der Mehrphotonenionisationsprozess der dominierende Ablauf. Die Tabelle 3.2 enthält die Zweiphoton-Absorptionswellenlängen für Sauerstoff- und Wasserstoff-Atome. Diese Wellenlängen sind im UV-C-Bereich und damit im Bereich von Excimer-Lasersystemen.

Eine Studie von Forch [96] zeigt, dass die Laser-Zündenergie minimiert werden

Tabelle 3.2: Wellenlängen für Zweiphotonenabsorption

Atom	$\lambda$ [nm]
O	226
H	243

kann, wenn die Laserwellenlänge auf die Zweiphotonenabsorption auf eines der Atome in der Strömung angepasst wird. Die Studie konzentrierte sich auf das Sauerstoff-Atom. In einer weiteren Studie beschreibt Forch [97] in einer Untersuchung der Laserzündung von  $\text{CH}_4/\text{N}_2\text{O}$ -Mischungen erfolgreiche Zündungen mit minimalen Laser-Energien bis zu einem Wert von 0,65 mJ. Die Laserwellenlänge war dabei auf Sauerstoff angepasst.

- **Nichtresonante Laserzündung:** („non-resonant laser ignition“, auch „laser spark ignition“) Ein hochenergetischer Laserstrahl wird auf ein kleines Volumen im Fluid fokussiert. Er erzeugt dort ein lokales elektrisches Feld, das durch Interaktion mit den Gasmolekülen eine Dissoziation der Moleküle erzwingt. Ionisation erfolgt durch die Multiphotonenabsorption und die daraus resultierende Elektronenlawine. Die elektrische Feldstärke steigt bis zum Überschreiten des Ionisationspotentials des Mediums und erzeugt ein Plasma mit lokalen Temperaturen bis in Größenordnungen von  $1 \times 10^6$  K. Die notwendige Laserenergie liegt höher als die der anderen hier beschriebenen Zündverfahren, jedoch ist sie nicht auf spezifische Wellenlängen beschränkt. Dadurch können Standard-Lasersysteme verwendet werden. Da dieses Zündverfahren nicht auf Bauteile innerhalb der Brennkammer angewiesen ist, kann der Fokuspunkt im Versuchsaufbau sehr flexibel gewählt werden.
- **Thermische/ablative Laserzündung:** („thermal/ablative ignition“) Bei der ablativen Zündung wird ein Laserstrahl im infraroten Wellenlängenbereich auf eine Metalloberfläche (das sog. Target) fokussiert. Die Laserenergie wird von der Oberfläche absorbiert und in Wärme umgewandelt. Dabei werden Metallpartikel aus der Oberfläche gelöst, die mit den Treibstoffen interagieren und die absorbierte Energie weitergeben. Untersuchungen in Japan von Hasegawa et al. [98] zur ablativen Zündung von Sauerstoff/Wasserstoff und Sauerstoff/Methan-Gemischen in einer Experimentalbrennkammer erreichten erfolgreiche Zündungen mit Laserenergien von 1–2 mJ.

In den Versuchsreihen, die im Rahmen dieser Arbeit betrachtet werden, wurden ausschließlich nichtresonante Laserzündungen durchgeführt.

## 3.2 Numerik

### 3.2.1 Erhaltungsgleichungen

Erhaltungsgleichungen sind physikalische Gesetze oder Erfahrungssätze, die aussagen, dass eine bestimmte Größe, die Erhaltungsgröße, innerhalb eines abgeschlossenen Systems im zeitlichen Verlauf konstant bleibt. Die mathematische Formulierung eines solchen Erhaltungssatzes wird als Erhaltungsgleichung bezeichnet. Zusammen mit einer Zustandsgleichung können Strömungen durch Kopplung der Erhaltungsgleichungen für Masse, Energie und Impuls komplett beschrieben werden.

Wird auch die Verbrennung simuliert und damit chemische Reaktionen, so benötigt man noch eine weitere Gleichung zur Erhaltung der Komponentenmassen. Diese beschreibt die Tatsache, dass trotz aller chemischer Umwandlungen die Masse der einzelnen Komponenten (Elemente) stets konstant bleibt.

Es ergibt sich so ein System von gekoppelten, partiellen Differentialgleichungen. Diese werden hier nur kurz angeführt. Detaillierte Beschreibungen dieser Gleichungen sind in der einschlägigen Literatur, beispielsweise bei Truckenbrodt [99], Gerlinger [100] und Oertel [101] zu finden.

#### Massenerhaltung

Die Massenerhaltung ist ein grundlegendes physikalisches Prinzip in der Strömungsmechanik. Sie ist die mathematische Bedingung, dass in einem abgegrenzten mitströmenden Volumenelement Masse weder verlorengehen noch entstehen kann [99].

Bei der Betrachtung eines (infinitesimal kleinen) Kontrollvolumens, das von einem Fluid durchströmt wird, gilt bei inkompressibler Strömung, dass gleich viel Masse in das Kontrollvolumen hineinströmen muss wie herausströmt. Im Fall einer kompressiblen Strömung muss zusätzlich die Dichteänderung im Kontrollvolumen betrachtet werden. Das Fluid wird als Kontinuum betrachtet. Die Massenerhaltungs- oder Kontinuitätsgleichung lautet im kompressiblen Fall allgemein:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{U}) = 0 \quad (3.2)$$

Hierbei beschreibt der erste Term der Gleichung die zeitliche Änderung der Masse im Kontrollvolumen. Der Massenfluss über die begrenzenden Kontrollflächen des Kontrollvolumens wird durch den zweiten Term dargestellt.

## Impulserhaltung

Analog zur Massenerhaltung beschreibt die Impulserhaltung, dass der Gesamtimpuls in einem abgeschlossenen System immer konstant ist. In vektorieller Schreibweise lautet der Impulssatz:

$$\rho \frac{D\vec{U}}{Dt} = \text{div} \underline{\underline{\sigma}} + \rho \vec{f} \quad (3.3)$$

Der Spannungstensor  $\underline{\underline{\sigma}}$  wird in Gleichung 3.4 in kartesischen Koordinaten dargestellt:

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

## Energieerhaltung

Die Energieerhaltung besagt, dass die Gesamtenergie in einem abgeschlossenen System immer konstant ist. Energie kann nicht erzeugt oder vernichtet werden. Sie wird nur von einer Form in die andere umgewandelt. Die Energieerhaltung ist in Gleichung 3.5 wiedergegeben:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E_g) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i E_g + u_i p) - \frac{\partial}{\partial x_i} (u_j \tau_{ji}) + \frac{\partial q_i}{\partial x_i} = \rho u_i f_i + S_r \quad (3.5)$$

Dies ist die konservative Form der Energiegleichung für die Gesamtenergie  $E_g$ . Der Übersichtlichkeit wegen wurde für diese Gleichung die Einsteinsche Summenkonvention verwendet. Die Gesamtenergie eines Fluidteilchens setzt sich aus der inneren Energie  $e$  und seiner kinetischen Energie zusammen. Es gilt dabei:

$$E_g = e + \frac{u^2}{2} \quad (3.6)$$

## Zustandsgleichung

Als Zustandsgleichung wird der Zusammenhang der thermodynamischen Zustandsgrößen bezeichnet. Mit einer solchen Gleichung kann der thermodynamische Zustand eines Systems beschrieben werden. Die einfachste und zugleich bekannteste Zustandsgleichung ist die idealer Gase, auch als ideale Gasgleichung bezeichnet. Diese lautet nach Truckenbrodt [99]:

$$p = \rho R_s T \quad (3.7)$$

$R_s$  ist die spezifische Gaskonstante, die sich aus der universellen Gaskonstante  $R_m$  und der molaren Masse  $M$  des betrachteten Gases zusammensetzt:



$$R_s = \frac{R_m}{M} \quad (3.8)$$

### Erhaltung der Komponentenmassen

Bei der Verbrennung sind verschiedene Komponenten im Fluid enthalten und werden bei den ablaufenden chemischen Reaktionen unter Wärmefreisetzung gebildet und verbraucht. Zur Erfassung dieser Vorgänge ist es wichtig, eine Transportgleichung für die einzelnen Komponentenmassen aufzustellen. In Tensor-Schreibweise und konservativer Formulierung gilt nach Gerlinger [100] in kartesischen Koordinaten:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho Y_\alpha) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i Y_\alpha) + \frac{\partial j_{\alpha i}}{\partial x_i} &= S_\alpha \\ i, j, k &= 1, 2, 3 \quad \alpha = 1, 2, \dots, N_{k-1} \end{aligned} \quad (3.9)$$

$Y_\alpha$  beschreibt den Massenanteil der Komponente  $\alpha$  an der Gesamtmasse.  $j_{\alpha i}$  ist der Diffusionsmassenfluss oder Diffusionsmassenstromdichte und  $S_\alpha$  bezeichnet den chemischen Produktionsterm der Komponente  $\alpha$ .

Es werden nur  $N_{k-1}$  Komponenten berechnet. Den Massenanteil der fehlenden Komponente erhält man durch Ergänzung der Summe der Massenanteile zu eins.

### 3.2.2 Turbulenzmodelle

Als Turbulenz werden zeitliche und räumliche Fluktuationen im Strömungsfeld bezeichnet. Diese entstehen, wenn die Trägheitskräfte stärker werden als die Reibungskräfte. Eine charakteristische Kennzahl für Turbulenz ist die Reynoldszahl. Sie ist als das Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften definiert:

$$Re = \frac{u * L}{\nu} \quad (3.10)$$

Die Reynoldszahl wird aus dem Quotienten des Produkts aus der Strömungsgeschwindigkeit  $u$  und einer charakteristischen Länge  $L$  mit der kinematischen Viskosität  $\nu$  berechnet.

Prinzipiell beschreiben die Navier-Stokes-Gleichungen sowohl laminare als auch turbulente Strömungen komplett. Allerdings ist die Turbulenz ein dreidimensionales Phänomen, das Zeit- und Längenskalen im Bereich von mehreren Größenordnungen umfasst. Um diese genau auflösen und direkt berechnen zu können (DNS, Direct Numerical Simulation), wäre die Verwendung sehr kleiner Zeitschritte, sowie numerischer Gitter mit sehr kleinen Zellgrößen notwendig. Damit verbunden würden sehr große Re-

chenkapazitäten benötigt werden, die um mehrere Größenordnungen über den heute verfügbaren liegen.

Um die Effekte von Turbulenz in technischen Systemen trotzdem simulieren zu können, werden Näherungsmodelle zur Vereinfachung verwendet. Ein erster Schritt ist dabei die Large Eddy Simulation (LES). Hierbei ist der Grundgedanke, dass in der turbulenten Strömung vor allem die großen Wirbel von den Randbedingungen beeinflusst werden. Sie tragen einen Großteil der Reynolds-Spannungen und müssen deshalb direkt berechnet werden [102]. Die kleinskaligen Wirbel sind schwächer und haben weniger Einfluss auf die Vorgänge in der turbulenten Strömung. Sie können deshalb modelliert werden. Das verwendete Netz in der Simulation definiert hierbei, wo die Grenze zwischen direkter Berechnung und Modellierung liegt. Alle Wirbel werden berechnet, deren Größenskalen vom Netz abgebildet werden können. Kleinere Wirbel werden modelliert (sog. subgrid-scale; SGS). LES reduziert den Rechenaufwand im Vergleich zu DNS deutlich, fordert aber bei großen Rechengebieten und komplexen Simulationen nach wie vor große Ressourcen. Es beginnt erst in den letzten Jahren im industriellen Maßstab Anwendung zu finden.

Einen weiteren Vereinfachungsschritt stellen die Reynolds-Averaged Navier-Stokes-Gleichungen dar, die im folgenden Abschnitt beschrieben werden.

### Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen (RANS)

Man kann die Größen einer turbulenten Strömung aufteilen in einen konstanten Anteil, der das statistische Mittel repräsentiert, und in einen zeitlich variierenden Anteil. Bei Turbulenzmodellen werden die instationären Navier-Stokes-Gleichungen durch die Einführung von gemittelten und variierenden Größen modifiziert und man erhält die sogenannten Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen. Beispielsweise wird eine Geschwindigkeit  $\vec{U}$  in eine gemittelte Komponente  $\vec{u}_m$  und eine zeitlich veränderliche Komponente  $\vec{u}_v$  aufgeteilt. Man schreibt dann:

$$\vec{U} = \vec{u}_m + \vec{u}_v \quad (3.11)$$

Die gemittelte Komponente ist dabei gegeben durch:

$$\vec{u}_m = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \vec{U} dt \quad (3.12)$$

Diese Mittelung führt zu neuen, unbekannten Termen, die Produkte der veränderlichen Größen enthalten und sich wie zusätzliche Spannungen in der Strömung verhalten. Diese Terme werden Reynolds-Spannungen (Reynolds stresses) genannt und stellen

zusätzliche Unbekannte dar.

### Schließbedingung

Die unbekannten Reynolds-Spannungen müssen durch zusätzliche Gleichungen mit bekannten Größen beschrieben werden, um ein „geschlossenes“ Gleichungssystem zu erhalten. Schließung bedeutet, dass genügend Gleichungen vorhanden sind, um alle Unbekannten zu berechnen. Diese zusätzlichen Gleichungen werden durch Turbulenzmodelle bereitgestellt. Drei dieser Turbulenzmodelle werden nachfolgend beschrieben.

### k-epsilon-Modell

Dieses Modell basiert auf dem Wirbelviskositätskonzept. Es wird angenommen, dass Turbulenz aus kleinen Wirbeln besteht, die sich kontinuierlich bilden und wieder verschwinden. Innerhalb dieser Wirbel sind die Reynolds-Spannungen proportional zu den mittleren Geschwindigkeiten.

$k$  ist die kinetische Energie der Turbulenz und wird definiert als die Varianz der Geschwindigkeitsschwankungen.  $\epsilon$  ist die Wirbeldissipation der Turbulenz (die Rate, mit der die Geschwindigkeitsschwankungen dissipieren).

Die Größen von  $k$  und  $\epsilon$  ergeben sich direkt aus den Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie und die Dissipationsrate:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla * (\rho \vec{U} k) = \nabla * \left( \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right) + P_k - \rho \epsilon \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \nabla * (\rho \vec{U} \epsilon) = \nabla * \left( \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \nabla \epsilon \right) + \frac{\epsilon}{k} (C_{\epsilon 1} P_k - C_{\epsilon 2} \rho \epsilon) \quad (3.14)$$

Dabei sind  $C_{\epsilon 1}$ ,  $C_{\epsilon 2}$ ,  $\sigma_k$  und  $\sigma_\epsilon$  Konstanten.  $P_k$  ist die Turbulenz-Produktion aufgrund von Auftriebs- und viskosen Kräften, die folgendermaßen modelliert wird:

$$P_k = \mu_t \nabla \vec{U} * (\nabla \vec{U} + \nabla \vec{U}^T) - \frac{2}{3} \nabla * \vec{U} (3\mu_t \nabla * \vec{U} + \rho k) + P_{kb} \quad (3.15)$$

$P_{kb}$  ist der Auftriebs-Produktionsterm und kann durch verschiedene Modelle beschrieben werden, wie in [103] näher ausgeführt wird.

### k-omega-Modell

Beim k-omega-Modell wird angenommen, dass die Turbulenz-Viskosität mit der turbulenten kinetischen Energie und der Frequenz der Turbulenz durch folgende Gleichung verbunden ist:

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (3.16)$$

Das von Wilcox [102] entwickelte Modell löst zwei Transportgleichungen, eine für die kinetische Energie der Turbulenz und eine für die Turbulenz-Frequenz:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla * (\rho \vec{U} k) = \nabla * \left( \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right) + P_k - b' \rho k \omega \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \nabla * (\rho \vec{U} \omega) = \nabla * \left( \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \nabla \omega \right) + \alpha \frac{\omega}{k} P_k - b \rho \omega^2 \quad (3.18)$$

$P_k$  ist die Turbulenz-Produktionsrate, wie vom k-epsilon-Modell bekannt. Die anderen Konstanten haben folgende Werte:

$$\alpha = 5/9 \quad (3.19)$$

$$b' = 0.09 \quad (3.20)$$

$$b = 0.075 \quad (3.21)$$

$$\sigma_k = 2 \quad (3.22)$$

$$\sigma_\omega = 2 \quad (3.23)$$

Im Gegensatz zum k-epsilon-Modell kann man bei diesem Modell auf Dämpfungsfunktionen verzichten und kann aus diesem Grund genauere Ergebnisse erhalten. Es hat sich allerdings herausgestellt, dass das k-omega-Modell stark von den Freistromgrößen  $\omega_f$  abhängt, die außerhalb der Scherschicht herrschen. Der Wert der Wirbelviskosität kann sich, allein durch Änderungen von  $\omega_f$ , um mehr als 100 % ändern.

## SST-Modell

Das Shear Stress Turbulence (SST)-Modell von Menter [104] kombiniert die Vorteile der beiden oben genannten Modelle, indem in Wandnähe das k-omega-Modell verwendet wird und mit zunehmendem Abstand das k-epsilon-Modell dominiert. Dazu wird das k-epsilon-Modell in eine k-omega-Formulierung transformiert und es werden zwei sogenannte Mischfunktionen  $F_1$  und  $F_2$  eingeführt. Die Funktion  $F_1$  verläuft in der gewünschten Region stetig von Eins nach Null, um den Wechsel zwischen den Modellen zu gewährleisten. Die zweite Mischfunktion dient dazu, einem weiteren Problem der oben genannten Modelle zu begegnen: Sie berücksichtigen den Transport der turbulenten Scherspannung nicht und berechnen deshalb die Wirbelviskosität zu hoch. Ein korrektes Transportverhalten wird durch die Funktion  $F_2$  erzielt, die nur in der Grenzschicht ungleich Null ist und die Wirbelviskosität begrenzt.

### 3.2.3 Verbrennungsmodelle

Verbrennung ist die chemische Umsetzung von Brennstoff und Oxidator in die Verbrennungsprodukte unter Freisetzung von Energie. In der Numerik wird diese Umsetzung mithilfe von Verbrennungsmodellen beschrieben.

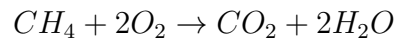
Das Anwendungsgebiet der Verbrennungsmodelle kann anhand der turbulenten Damköhlerzahl ( $Da_t$ ) eingeteilt werden. Diese dimensionslose Kennzahl beschreibt das Verhältnis zwischen der charakteristischen makroskopischen Zeitskala der Turbulenz  $t_0$  und der Zeitskala der chemischen Reaktion  $t_R$ .

$$Da_t = \frac{t_0}{t_R} \quad (3.24)$$

#### Reaktionsmechanismen

Eine genaue mathematische Beschreibung der chemischen Reaktionen bei einer Verbrennung ist nur unter großem Aufwand möglich. Grund dafür ist die große Zahl an Zwischenreaktionen, die bei der Verbrennung ablaufen. Detaillierte Reaktionsmechanismen bestehen aus mehreren hundert Reaktionen und berücksichtigen mehr als 50 Spezies. Für Methan wird beispielsweise häufig der an der Berkeley-Universität entwickelte GRI-Mech 3.0 verwendet [105]. Dieser Reaktionsmechanismus besteht aus 325 Einzelreaktionen und 53 Spezies. Bei einer ingenieurmäßigen Anwendung ist es zur Begrenzung des Rechenaufwands notwendig, vereinfachte Mechanismen zu entwickeln, die nur die dominierenden Reaktionen berücksichtigen. Allen hier beschriebenen Mechanismen ist gemeinsam, dass sie nur die Oxidation des Brennstoffs beschreiben. Stickstoff wird als inerter Stoßpartner betrachtet, geht also selbst keine Reaktionen ein. Deshalb können Schadstoffe wie Stickoxide mit diesen Reaktionsmechanismen nicht abgeschätzt werden.

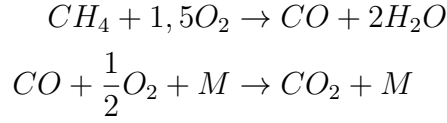
Die globale Reaktionsgleichung für die Methan-Sauerstoff-Reaktion bildet den einfachsten Reaktionsmechanismus für die Methanverbrennung. Beim 1-Schritt-Mechanismus wird die globale Reaktionsgleichung verwendet, wobei  $CH_4$  und  $O_2$  direkt in die Produkte  $H_2O$  und  $CO_2$  umgewandelt werden:



Bereits dieser stark vereinfachte Mechanismus kann für bestimmte Aufgabenstellungen gute Ergebnisse liefern. Er tendiert aber dazu, durch das Fehlen jeglicher Zwischenreaktionen und -spezies die Reaktionsgeschwindigkeit zu überschätzen.

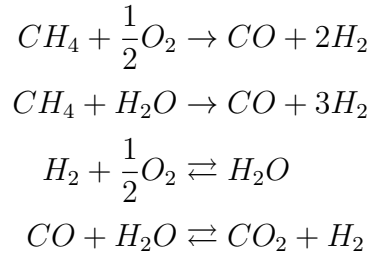
Im Rahmen dieser Arbeit werden zwei reduzierte Reaktionsmechanismen verwendet. Der 2-Schritt-Mechanismus von Westbrook und Dryer [106] besteht aus zwei Re-

aktionsgleichungen und berücksichtigt fünf Spezies mit CO als Zwischenspezies im Reaktionsablauf:



M ist dabei ein inerter Stoßpartner, der bei einem Energietransfer mitwirkt, aber keine chemische Verbindung eingeht.

Der 4-Schritt-Mechanismus von Jones und Lindstedt [107] besteht aus vier Reaktionsgleichungen und sechs Spezies:



In der Verbrennungssimulation werden diese Reaktionsmechanismen in Verbrennungsmodellen zur Berechnung der Reaktionsraten und Wärmefreisetzung verwendet.

### Finite Rate Chemistry (FRC)

Beim FRC-Modell findet die chemische Umsetzung mit endlicher Geschwindigkeit statt. Die zentrale Annahme ist dabei, dass die chemischen Reaktionen deutlich langsamer sind als die Mischungsprozesse ( $Da_t < 1$ ).

Die Reaktionsgeschwindigkeit  $R_{\alpha,i}$  für eine Komponente  $\alpha$  in einer Elementarreaktion  $i$  wird laut Joos [108] mit folgender Gleichung modelliert:

$$\begin{aligned} R_{\alpha,i} = \Gamma * M_{w,\alpha} * (\nu'_{\alpha,i} - \nu''_{\alpha,i}) * \left( k_{f,i} * \prod_{\alpha} \left[ \frac{\rho * Y_{\alpha}}{M_{w,\alpha}} \right]^{\nu'_{\alpha,i}} \right. \\ \left. - k_{b,i} * \prod_{\alpha} \left[ \frac{\rho * Y_{\alpha}}{M_{w,\alpha}} \right]^{\nu''_{\alpha,i}} \right) \end{aligned} \quad (3.25)$$

$M_{w,\alpha}$  bezeichnet das Molekulargewicht der Komponente  $\alpha$ ,  $\nu'_{\alpha,i}$  und  $\nu''_{\alpha,i}$  die Stöchio-

metriekoeffizienten der Komponente  $\alpha$  in der jeweiligen Hin- beziehungsweise Rückreaktion  $i$ . Der Term  $(\rho * Y_\alpha)/(M_{w,\alpha})$  beschreibt die Konzentration der Komponente  $\alpha$  mit der Dichte  $\rho$  und  $Y_\alpha$  als den Massenanteil der Komponente  $\alpha$ .

Dabei sind  $k_{f,i}$  und  $k_{b,i}$  die Geschwindigkeitskoeffizienten der Hin- bzw. Rückreaktion. Diese werden bei Warnatz et al. [5] nach dem Arrhenius-Ansatz berechnet:

$$k_{f,i} = A_{f,i} * T^{\beta_{f,i}} * \exp\left(-\frac{E_{f,i}}{R_m * T}\right) \quad (3.26)$$

$$k_{b,i} = A_{b,i} * T^{\beta_{b,i}} * \exp\left(-\frac{E_{b,i}}{R_m * T}\right) \quad (3.27)$$

Die Geschwindigkeitskoeffizienten sind lediglich abhängig von der Temperatur. Der Term  $A * T^\beta$  ist der temperaturabhängige präexponentielle Faktor,  $E$  die Aktivierungsenergie der Elementarreaktion und  $R_m$  die universelle Gaskonstante.

$\Gamma$  modelliert den Einfluss von Stoßpartnern auf die Reaktionsrate:

$$\Gamma = \sum \gamma_{\alpha,i} * \left(\frac{\rho * Y_\alpha}{M_{w,\alpha}}\right) \quad (3.28)$$

$\gamma_{\alpha,i}$  ist der relative Einfluss der Komponente  $\alpha$  als Stoßpartner in der Elementarreaktion  $i$ .

Das FRC-Modell findet vor allem bei Simulationen mit vorwiegend laminarer Strömung Anwendung, da hier die chemischen Prozesse den Reaktionsfortschritt bestimmen.

### Eddy Dissipation Model (EDM)

Das Eddy Dissipation Model ist ein weit verbreitetes Verbrennungsmodell von Magnussen und Hjertager [109] und stellt eine Erweiterung des Eddy Breakup Model von Spalding [110, 111] dar. Die Grundannahme ist dabei, dass chemische Reaktionen im Vergleich zu den Mischungsprozessen sehr schnell ablaufen ( $Da_t > 1$ ). Im Grenzfall unendlich schneller Chemie herrscht stets chemisches Gleichgewicht. Bei nicht vorge-mischten (sog. Diffusions-) Flammen wird die Geschwindigkeit der Verbrennung dann dadurch begrenzt, wie schnell sich die Brennstoff- und Sauerstoffwirbel in molekularen Größenordnungen vermischen. Mit anderen Worten ist die Dissipationsrate der Wirbel der begrenzende Faktor für die Verbrennungsgeschwindigkeit. Weil Brennstoff und Sauerstoff in zeitlich schwankenden Größenordnungen auftreten, gibt es einen Zusammenhang zwischen den Fluktuationen und den durchschnittlichen Konzentrationen der Spezies. Folglich kann die Dissipationsrate durch die durchschnittlichen Konzentrationen der reagierenden Spezies beschrieben werden. Die Reaktionsrate des Brennstoffs

wird nach Magnussen und Hjertager [109] durch folgende Gleichung ausgedrückt:

$$R_{fuel} = A_{EDM} * \bar{c}_{fuel} * \left( \frac{\epsilon}{k} \right) \quad (3.29)$$

$A_{EDM}$  ist eine Konstante, die von der Struktur der Flamme und der Reaktionsrate des Brennstoffs mit dem Sauerstoff abhängen kann.  $\bar{c}_{fuel}$  ist die lokale zeitlich gemittelte Brennstoffkonzentration,  $k$  ist die turbulente kinetische Energie und  $\epsilon$  die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie.

In Regionen, in denen die Konzentration des Brennstoffs hoch und die des Sauerstoffs niedrig ist, erfährt die Sauerstoffkonzentration die größte Veränderung. Deswegen begrenzt die Dissipation der Sauerstoffwirbel die Geschwindigkeit der Verbrennung. Dies beschreibt folgende Gleichung:

$$R_{fuel} = A_{EDM} * \left( \frac{\bar{c}_{O_2}}{r_{fuel}} \right) * \left( \frac{\epsilon}{k} \right) \quad (3.30)$$

Hier ist  $\bar{c}_{O_2}$  die lokale, zeitlich gemittelte Sauerstoffkonzentration und  $r_{fuel}$  der stöchiometrische Sauerstoffbedarf, um 1 kg Brennstoff zu verbrennen.

In vorgemischten turbulenten Flammen kommen Sauerstoff und Brennstoff in den selben Wirbeln vor. Diese Wirbel mit unverbranntem Gemisch werden begrenzt durch solche, die heiße Verbrennungsprodukte enthalten. Die Reaktionsgeschwindigkeit wird in diesem Fall begrenzt durch die lokale Flammenausbreitung, von der man annehmen kann, dass sie den gleichen Mechanismen unterliegt wie oben beschrieben. Es muss jedoch noch eine Gleichung hinzugefügt werden, die Fälle erfasst, in denen die Konzentration heißer Verbrennungsprodukte gering ist. Um diese mit den ersten beiden Gleichungen vergleichen zu können, hat sie die folgende Form:

$$R_{fuel} = A_{EDM} * B_{EDM} * \left( \frac{\bar{c}_p}{(1 + r_{fuel})} \right) * \left( \frac{\epsilon}{k} \right) \quad (3.31)$$

$B_{EDM}$  ist eine Konstante und  $\bar{c}_p$  ist die lokale zeitlich gemittelte Konzentration der Reaktionsprodukte. Es wird angenommen, dass die drei hier angegebenen Gleichungen sowohl für Diffusionsflammen als auch für vorgemischte Flammen generell anwendbar sind. Diejenige Gleichung, welche die geringste Reaktionsrate ergibt, bestimmt die lokale Verbrennungsgeschwindigkeit.

Vereinfacht gesagt koppelt EDM die turbulente Mischung mit der chemischen Reaktion, indem geprüft wird, ob sich die lokale Mischung im fetten oder im mageren Bereich befindet und danach über die vollständige oder teilweise Umsetzung des Brennstoffs entschieden wird.

Der Nachteil von EDM besteht in der fehlenden Berücksichtigung von Nichtgleichge-



wichtseffekten, wie z.B. der NO-Bildung oder lokaler Verlöschung. In Bereichen endlich schneller Chemie überschätzt EDM den Brennstoffverbrauch, was lokal zu überhöhten Temperaturen führen kann.

### **Das kombinierte Modell: FRC/EDM**

Bei turbulenten Mischungsvorgängen existieren Bereiche mit starker Turbulenz und intensiver Mischung neben Bereichen mit eher laminaren Strukturen. Es bietet sich daher an, die beiden Modelle EDM und FRC zu koppeln. Bei dieser Vorgehensweise werden für jede Zelle die Reaktionsraten beider Modelle berechnet und die kleinere als tatsächlich relevante Reaktionsrate eingesetzt. Der Gesamtumsatz bestimmt sich so durch den langsameren Vorgang von Mischung oder chemischer Reaktion.

$$R_{\alpha} = \min(R_{\alpha}^{EDM}, R_{\alpha}^{FRC}) \quad (3.32)$$

Das kombinierte Modell deckt einen großen Bereich der Damköhlerzahl ab und bietet bei Verwendung eines Mehrschritt-Reaktionsmechanismus einen weiteren Vorteil. Ist ein Reaktionsschritt chemiekontrolliert ( $Da_t \approx 1$ ), ein anderer jedoch mischungskontrolliert ( $Da_t > 1$ ), wird für jeden Reaktionsschritt der zutreffende Quellterm eingesetzt, da jeweils beide berechnet werden.

### **Flamelet-Ansatz**

Der Flamelet-Ansatz basiert auf der Annahme, dass eine turbulente Flamme näherungsweise als Zusammensetzung vieler laminarer „Flämmchen“ (Flamelets) betrachtet werden kann. Eine Randbedingung ist dabei eine schnelle Chemie ( $Da_t > 1$ ) und eine schmale Flammenfront. Dies ermöglicht die Entkoppelung der Bestimmung der thermochemischen Eigenschaften von der eigentlichen Simulation, da diese bereits im Vorfeld bestimmt und für die Simulation in Tabellen bereitgestellt werden können. In der Simulation werden nur zwei skalare Transportgrößen zusätzlich benötigt, der Mischungsbruch und die Reaktionsfortschrittsvariable. Das macht dieses Verfahren bezogen auf den Rechenaufwand sehr effizient. Dies wird als der laminare Flamelet-Ansatz [100, 112] bezeichnet und basiert im Wesentlichen auf Arbeit von Peters [113–115].

Ansys CFX stellt zwei Flamelet-Modelle zur Verfügung [103], die im Rahmen dieser Arbeit getestet wurden. Das Burning Velocity Model (BVM) nutzt das Turbulent Flame Closure (TFC)-Modell zur Berechnung des Flammenfortschritts.

Das Extended Coherent Flame Model (ECFM) teilt den Aufbau des BVM. Zusätzlich nutzt es zur Beschreibung der Intensität und Position der Reaktionszone eine weitere Variable, die Flammenoberflächendichte („flame surface density“).



# Kapitel 4

## Experimenteller Aufbau

### 4.1 Forschungsprüfstand M3.1

Die Zündversuche wurden am Forschungsprüfstand M3.1 des DLR Lampoldshausen durchgeführt. Dieser Prüfstand dient für Zündungs- und Einspritzungsuntersuchungen in Modellbrennkammern. Die Treibstoffe Wasserstoff und Methan stehen zur Verfügung, der Oxidator Sauerstoff kann gasförmig oder nach einer Verflüssigung im Flüssigstickstoffbad in flüssiger Form eingesetzt werden.

Für die Zündung wurde ein Nd:YAG Lasersystem verwendet. Es erzeugt Laserpulse mit einer Pulsdauer von bis zu 10 ns und erreicht Energien im Bereich von 70 – 110 mJ. Der Laserpuls wird über ein Spiegelsystem zur Brennkammer geleitet und über eine Linse fokussiert.

Detaillierte Informationen über den Aufbau des Prüfstands sind beispielsweise in den Veröffentlichungen von Sender et al. [80] und Manfletti [84] zu finden.

#### 4.1.1 Messtechnik

Der Prüfstand ist mit umfassenden Messsystemen zur Versuchsaufzeichnung sowie der Steuerung und Überwachung der Versorgungssysteme ausgestattet. Im Folgenden werden diejenigen Systeme betrachtet, deren Messdaten im Rahmen der Untersuchungen verwendet wurden. Die spezifischen Druck- und Temperaturmessungen in Injektor und Brennkammer werden in den entsprechenden Abschnitten beschrieben.

##### **Massenstrommessung**

Coriolis-Durchflussmesssysteme vom Typ Micro Motion ELITE CMF025M werden zur Massenstrommessung verwendet. Die Aufnahmezeit für die Massenstrommessung beträgt 100 Hz. Transiente Massenstromveränderungen können nicht erfasst werden. Da-

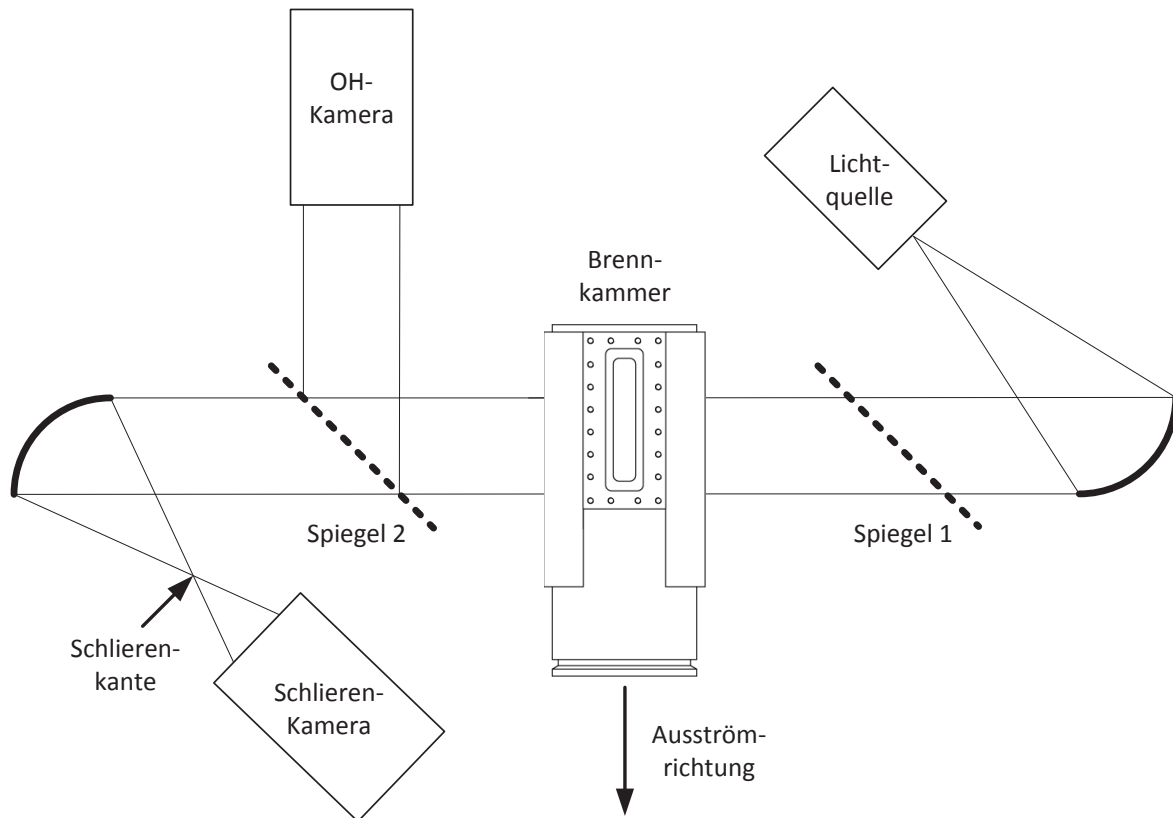


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau der optischen Messtechnik

mit ist die Massenstrommessung nicht direkt für die Untersuchung von Zündvorgängen anwendbar, jedoch liefert sie bei stationärem Betrieb einen Referenzpunkt für die Numerik.

### Optische Messtechnik

Die klassischen Messsysteme liefern Druck- und Temperaturdaten an diskreten Punkten der Brennkammerwand. Darüber hinaus Informationen über Strömungseigenschaften und Fluidzusammensetzung zu erlangen, ist vor allem in Raketenbrennkammern kaum möglich. Die hier verwendeten Brennkammern bieten einen optischen Zugang ins Innere der Brennkammer durch Quarzglasfenster in den Seiten. Zwei Messsysteme zeichnen die Versuche auf: Schlieren- und OH-Diagnostik. Abbildung 4.1 zeigt den schematischen Aufbau der optischen Messeinrichtungen am Prüfstand.

**Schlierenaufnahmen** Das Schlierenverfahren ermöglicht die Aufzeichnung von Dichtegradienten, beispielsweise hervorgerufen durch Strömungsphänomene oder Temperaturunterschiede in der Messstrecke. Damit können Phänomene wie die Einströmung der Treibstoffe in die Brennkammer und die Flammenausbreitung während des Zünd-

Tabelle 4.1: Aufnahmeraten und Bildgrößen der optischen Messsysteme

Test- kampagne	Schlierenaufnahmen		OH-Aufnahmen	
	Aufnahme- rate [fps]	Bildgröße [px]	Aufnahme- rate [fps]	Bildgröße [px]
ISP-1	2000	$512 \times 256$	12500	$512 \times 256$
RCSLaser	50000	$512 \times 256$	12500	$512 \times 256$
MOLI	50000	$512 \times 256$	24000	$512 \times 128$

vorgangs sichtbar gemacht werden.

Wie in Abbildung 4.1 skizziert, wird ein Standard Z-Schlieren-Aufbau für die Schlierenaufnahmen verwendet. Das Licht läuft von einer punktförmigen Lichtquelle über einen Parabolspiegel, der es parallelisiert und durch die Messstrecke leitet. Am Ende der Messstrecke wird das Licht mit einem zweiten Parabolspiegel wieder gesammelt. Eine Schlierenkante im Brennpunkt des zweiten Parabolspiegels deckt den direkten Strahlengang in Richtung der dahinter angeordneten Hochgeschwindigkeitskamera ab. Lokale Dichtegradienten beeinflussen den Brechungsindex der Gase in der Messstrecke, wodurch das Licht abgelenkt wird. Es wird teilweise an der Schlierenkante vorbei geleitet und von der Kamera aufgezeichnet.

**OH-Aufnahmen** Das OH-Radikal ist ein Zwischenprodukt der chemischen Reaktionen, die während des Verbrennungsvorgangs ablaufen. Dieses Radikal existiert nur in der Verbrennungszone und emittiert im angeregten Zustand elektromagnetische Strahlung mit einer charakteristischen Wellenlänge  $\lambda_{OH} = 310 \pm 5 \text{ nm}$ , die im UV-Bereich liegt. Über diese Strahlung kann der Reaktionsbereich einer Flamme sichtbar gemacht werden.

Für die OH-Aufnahmen wird eine Hochgeschwindigkeitskamera mit einem Bandpass Filter bei der Wellenlänge  $\lambda_{OH} = 310 \pm 5 \text{ nm}$  kombiniert. Spiegel 1 in Abbildung 4.1 ist ein halbdurchlässiger Spiegel, der das Licht mit der Wellenlänge  $\lambda_{OH}$  von der Lichtquelle aus der Messstrecke wegreflektiert. So werden OH-Aufnahmen mit möglichst wenig Fremdlicht erreicht. Zur Gewährleistung der Vergleichbarkeit von OH- und Schlierenaufnahmen ist es vorteilhaft, wenn Schlieren- und OH-Kamera denselben Blickwinkel auf die Messstrecke haben. Dazu wird die OH-Wellenlänge über den ebenfalls halbdurchlässigen Spiegel 2 zur OH-Kamera geleitet, während das restliche Licht unverändert zur Schlierenkamera gelangt.

## 4.2 Brennkammern

Im Rahmen dieser Arbeit wurden drei Modellbrennkammern mit unterschiedlichen Geometrien und Instrumentierung verwendet. Die sog. Mikro- und die RCSLaser-Brennkammer wurden am DLR Lampoldshausen bereits früher für Injektions- und Zündversuche eingesetzt. Die MOLI-Brennkammer wurde vom Autor auf Basis der RCSLaser-Brennkammergeometrie entwickelt, um die Analyse des Zündverlaufs und den Vergleich mit der Simulation zu verbessern.

### 4.2.1 Mikrobrennkammer

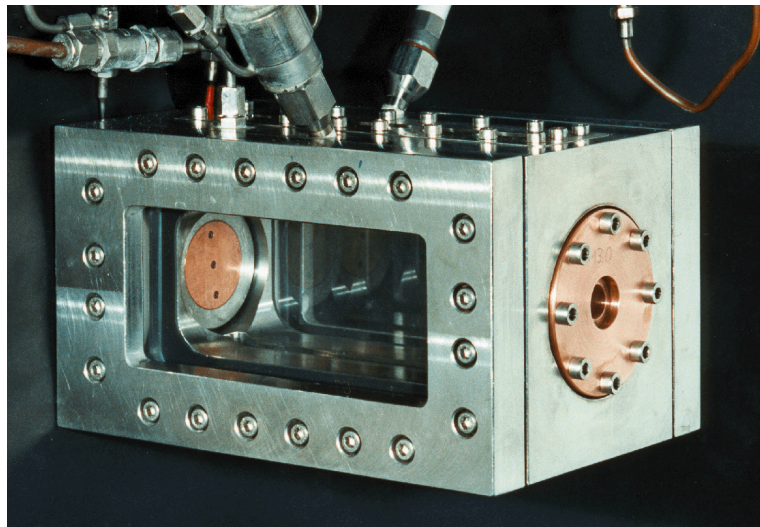
Die Mikrobrennkammer ist auf die Untersuchung von Zündungs- und Injektionskonzepten ausgelegt. Der modulare Aufbau ermöglicht die Verwendung verschiedener Injektorkonfigurationen und Düsengeometrien. Damit kann die Brennkammer variabel für große Einström- und Brennkammerdruckbereiche sowie die Verwendung verschiedener Treibstoffe angepasst werden.

Die Brennkammer hat einen quadratischen Querschnitt mit  $60\text{ mm} \times 60\text{ mm}$  Kantenlänge und eine Länge von  $l_{\mu\text{BK}} = 140\text{ mm}$ . Quarzglasfenster in den Seitenwänden ermöglichen den optischen Zugang. Das Suprasil 2 Quarzglas ist auch im ultravioletten Bereich transparent. Es ermöglicht die Beobachtung der OH-Emissionen. Im oberen Teil der Brennkammer befindet sich ein weiteres, schmales Fenster. Dieses Laserfenster erlaubt die flexible Positionierung des Laserfokuspunkts in der Brennkammer. Abbildung 4.2(a) zeigt die Brennkammer am Prüfstand, in Abbildung 4.3(a) ist ein Längsschnitt der Kammer abgebildet.

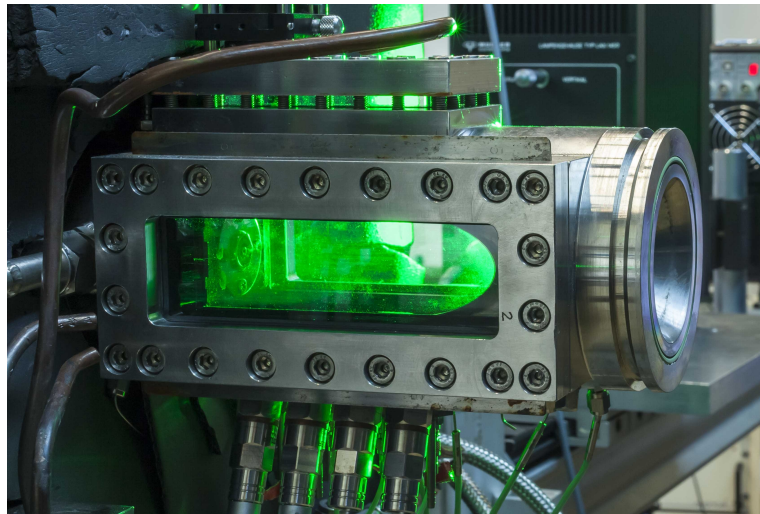
Der Injektor ist ein einzelnes Koaxialinjektorelement ohne Tapering und Rezess. Die zentrale Sauerstofföffnung hat einen Durchmesser von  $d_{\text{O}_2, \mu\text{BK}} = 1,6\text{ mm}$ . Der umgebende Methan-Ringspalt hat einen Innendurchmesser von  $d_{\text{CH}_4, \text{i}, \mu\text{BK}} = 2,6\text{ mm}$  und einen Außendurchmesser  $d_{\text{CH}_4, \text{a}, \mu\text{BK}} = 5\text{ mm}$ . Die Injektordomdrücke werden mit piezoresistiven Drucksensoren vom Typ Kistler 4043A50 aufgezeichnet. Die Sensoren weisen eine definierte maximale Unsicherheit von  $\pm 0,5\%$  auf. Die Tabelle 4.2 fasst die vom Hersteller spezifizierten Eigenschaften der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Drucksensoren zusammen. Zusätzlich zu den dort spezifizierten Eigenschaften induziert das Messsystem ein Rauschen auf das Messsignal. Dies addiert eine Unsicherheit von  $\pm 2,5\%$ .

Für die Temperaturmessung in den Injektordomen und der Brennkammer werden Thermoelemente vom Typ K verwendet. Die Messunsicherheit liegt bei  $\pm 2,5\text{ K}$ .

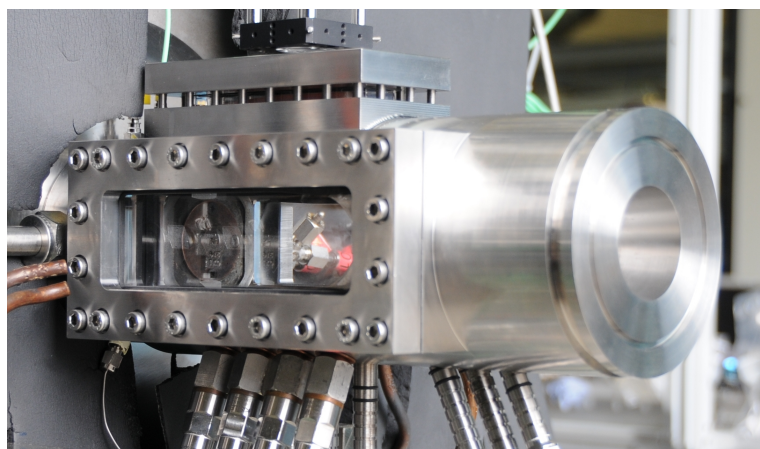
Der Düsenhalsdurchmesser bestimmt bei stationärem Betrieb mit gegebenem Massenstrom den Brennkammerdruck. Für die Versuche wird eine konvergente Düse mit



(a) Mikrobrennkammer [116]



(b) RCSLaser-Brennkammer



(c) MOLI-Brennkammer

Abbildung 4.2: Forschungsbrennkammern am Prüfstand M3.1

Tabelle 4.2: Herstellerspezifikationen der Drucksensoren

Hersteller	Typ	Druck- bereich [bar]	Temp.- bereich [K]	Mess- unsicherheit [%]
Kistler	601A	25	77–473	$\pm 0,5$
Kistler	6043A60	50	223–623	$\pm 0,5$
Kistler	4043A20	20	253–323	$\pm 0,5$

vereinfachter Einlaufgeometrie verwendet. Die Düsengeometrie ist im Längsschnitt in Abbildung 4.3(a) abgebildet. Der Düsenhalsdurchmesser beträgt  $d_{dh,\mu BK} = 4$  mm.

Der Brennkammerdruck wird mit einem piezoresistiven Drucksensor vom Typ Kistler 4043A50 gemessen. Der Drucksensor ist über einen Adapter oben in der Brennkammer angebracht und in Richtung der Brennkammermittelachse orientiert. Die Position ist  $x_{ds,\mu BK} = 45$  mm von der Injektorplatte und  $z_{ds,\mu BK} = 18$  mm seitlich des Laserfensters. Der Sensor ist nicht oberflächenbündig angebracht, sondern mit der Brennkammer über eine Bohrung mit 50 mm Länge und 1 mm Durchmesser verbunden.

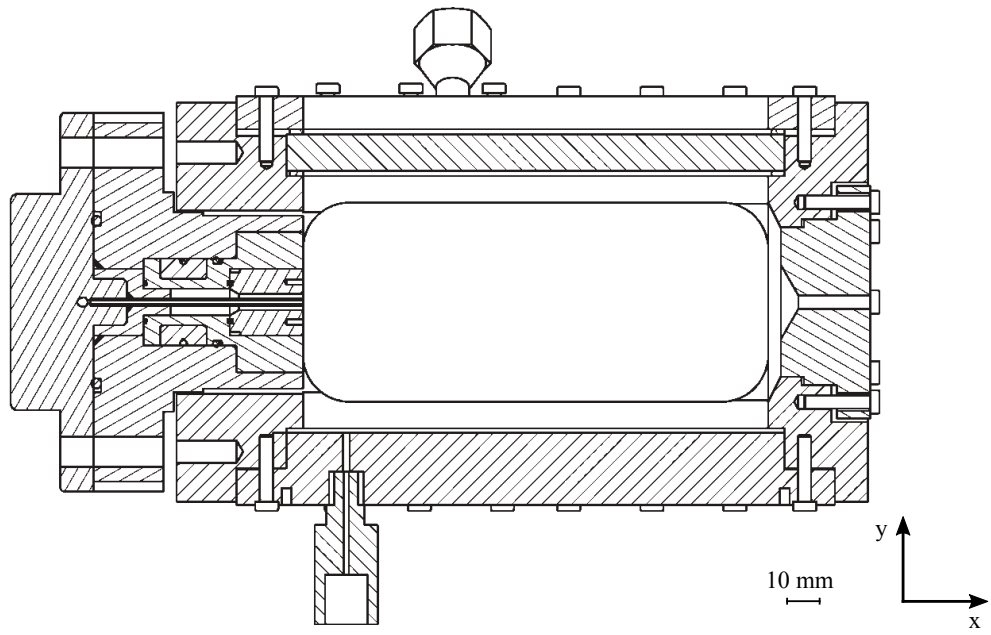
#### 4.2.2 RCSLaser-Brennkammer

Die Geometrie der RCSLaser-Brennkammer ist einem 400 N RCS-Triebwerk nachempfunden. Sie ist wie die Mikrobrennkammer mit drei Quarzglas-Fenstern ausgestattet. Zwei Fenster in den Seiten ermöglichen den Zugang für die optische Messtechnik und ein schmales Fenster im oberen Teil dient als optischer Zugang für den Laser. Die Brennkammer hat einen runden Querschnitt mit einem Durchmesser von  $d_{bk,RCS} = 60$  mm. Die zylindrische Form wird allerdings durch die zwei großen Fenster beschnitten. Nach oben hin zum Laserfenster befindet sich darüber hinaus eine Kavität, wie in Abschnitt 5.3.1 bei der Betrachtung des numerischen Brennkammernetzes deutlich wird. Der zylindrische Teil der Brennkammer hat eine Länge von  $l_{zyl,RCS} = 78$  mm, die Länge bis zum Düsenhals beträgt  $l_{dh,RCS} = 138$  mm. Der Düsenhalsdurchmesser beträgt  $d_{dh,RCS} = 26,6$  mm. Die Düsengeometrie ist eine einfache Kegeldüse mit einem Öffnungswinkel von  $30^\circ$ . Abbildung 4.2(b) zeigt die Brennkammer am Prüfstand und in Abbildung 4.3(b) ist ein Längsschnitt der Brennkammer abgebildet.

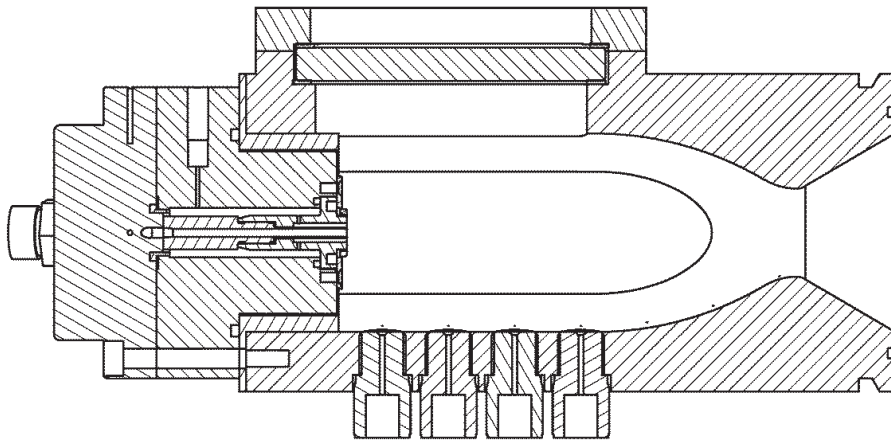
Die Brennkammer ist mit einem einzelnen Koaxialinjektor ohne Tapering und Rezzess ausgestattet, der mittig in der Injektorplatte angebracht ist. Der zentrale Sauerstoffkanal hat einen Durchmesser von  $d_{inj,O_2} = 2,4$  mm. Der koaxial umlaufende Methan-Ringspalt hat einen inneren Durchmesser von  $d_{inj,CH_4,i} = 3,2$  mm und einen äußeren Durchmesser von  $d_{inj,CH_4,a} = 5$  mm.

Die Brennkammer verfügt im zylindrischen Teil über vier axiale Druckmessposi-

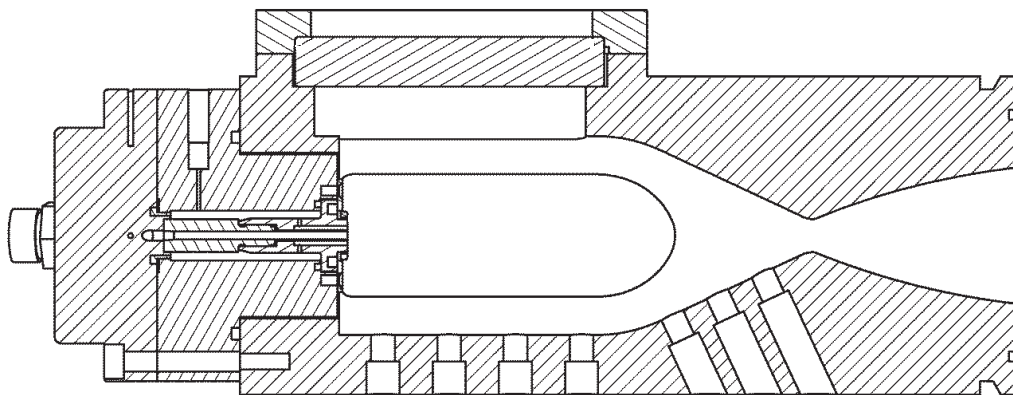




(a) Mikrobrennkammer



(b) RCSLaser-Brennkammer



(c) MOLI-Brennkammer

Abbildung 4.3: Längsschnitte der Brennkammern

tionen entlang der unteren Brennkammerwand. Die erste Messposition liegt 10 mm stromab von der Injektorplatte, die folgenden Messpositionen befinden sich jeweils 20 mm stromab der vorigen. An jeder Position wird je ein piezoelektrischer und ein piezoresistiver Drucksensor verwendet. Die Messpositionen sind von der Injektorplatte aus stromabwärts nummeriert. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden die Messwerte der Messposition 1 verwendet.

Piezoelektrische Druckaufnehmer dienen dazu, die schnellen Druckänderungen während des Zündprozesses aufzuzeichnen. Sie sind wandbündig montiert. Der Nachteil dieser Sensoren ist ihre mangelnde Temperaturstabilität. Sobald die Flamme den Sensor erreicht, verfälscht der Wärmeeintrag das Drucksignal und die Messung ist im weiteren Verlauf nicht mehr aussagekräftig.

Piezoresistive Sensoren reagieren träger auf Druckänderungen, aber sie verfügen über eine interne Temperaturkompensation. Darüber hinaus sind sie nicht oberflächenbündig montiert, sondern mittels eines Adapters von der Innenwand zurückgezogen angebracht. Damit sind sie zu träge, um die Druckspitze während der Zündung aufzuzeichnen, wie in Abschnitt 6.2.1 gezeigt wird. Sie dienen vielmehr zur Messung des statischen Brennkammerdrucks bei voll ausgeprägter Flamme.

Im Folgenden werden die piezoelektrischen Sensoren als 'dynamische' Drucksensoren und die piezoresistiven Sensoren als 'statische' Drucksensoren bezeichnet.

Als dynamische Drucksensoren werden in der RCSLaser-Brennkammer die Sensoren Kistler 601A mit einem Messbereich von 0 – 50 bar verwendet. Sie sind unten in der Brennkammer wandbündig angebracht. Bei den dynamischen Drucksensoren beträgt die Aufzeichnungsrate 100 000 Hz. Im Sauerstoff- und Methandom des Injektors befindet sich jeweils ein dynamischer Drucksensor vom Typ Kistler 601A mit einem Messbereich von 0 – 50 bar. Die Tabelle 4.2 fasst die vom Hersteller spezifizierten Eigenschaften der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Drucksensoren zusammen.

Als statische Drucksensoren werden piezoresistive Sensoren vom Typ Kistler 4043-A20 verwendet. Die Sensoren sind über einen Adapter unten in der Brennkammerwand angebracht, um 22° radial versetzt und in Richtung der Brennkammerhauptachse zeigend. Die Aufzeichnungsrate der statischen Drucksensoren beträgt 10 000 Hz.

Die Temperaturmessung wird mit vier Thermoelementen vom Typ K durchgeführt. Sie sind in der Brennkammer an den gleichen axialen Positionen wie die Drucksensoren integriert. Die Position ist um 15° radial versetzt und die Sensoren sind bündig zur Innenwand in die Brennkammerwand eingelassen. In den Injektordomen ist ebenfalls jeweils ein Thermoelement vom Typ K angebracht. Die Abtastrate der Temperatursensoren beträgt 1000 Hz. Die Messunsicherheit liegt bei  $\pm 2,5$  K.

### 4.2.3 MOLI-Brennkammer

Abbildung 4.2(c) zeigt die MOLI-Brennkammer am Prüfstand. Im grundsätzlichen Aufbau entspricht sie der RCSLaser-Kammer. Ihr Längsschnitt ist in Abbildung 4.3(c) abgebildet.

Die Brennkammer hat einen runden Querschnitt mit einem Durchmesser von 60 mm. Die zylindrische Geometrie wird allerdings durch die beiden seitlichen Fenster beschnitten. Der zylindrische Teil der Brennkammer hat eine Länge von  $l_{\text{zyl,MOLI}} = 78$  mm, bis zum Düsenhals beträgt die Länge  $l_{\text{dh,MOLI}} = 143$  mm. Die Brennkammer läuft vom zylindrischen Teil mit einem Winkel von  $\alpha_{\text{kon,MOLI}} = 25^\circ$  konisch zum Düsenhals hin zu. Der Düsenhalsdurchmesser liegt bei  $d_{\text{dh}} = 10$  mm. Die Düsengeometrie ist auf einen Brennkammerdruck von 5 bar angepasst, bei einer Entspannung auf Umgebungsbedingungen. Die Düsenlänge beträgt  $l_{\text{d,MOLI}} = 60,5$  mm, die Düsenwand weist eine Wandkrümmung mit  $r_{\text{d,MOLI}} = 230$  mm auf.

Die Brennkammer verfügt über zwei große Quarzfenster in den Seiten als optischen Zugang für die Schlieren- und OH-Kameras. Ein schmales Quarzfenster in der Oberseite dient zur Einkopplung des Laserpulses in die Brennkammer.

Um die Versuchsreihen vergleichbar zu halten, wird in der MOLI-Kampagne derselbe Injektor verwendet, der bereits in der RCSLaser-Kampagne zum Einsatz kam. Die Instrumentierung bleibt ebenfalls dieselbe.

Die MOLI-Brennkammer ist eine Abwandlung der RCSLaser-Brennkammer, mit einigen entscheidenden Änderungen. Die größte geometrische Veränderung ist der kleinere Düsenhalsdurchmesser, um bei geringeren Massenströmen Schallgeschwindigkeit am engsten Düsenquerschnitt zu erreichen und die Strömungsgeschwindigkeit in der Brennkammer niedrig zu halten. Ein weiterer Unterschied betrifft die Düsenenerweiterung. Während sie bei der RCSLaser-Geometrie eine einfache, konische Kontur hat, ist die Düsenenerweiterung bei der MOLI-Brennkammer mit einem Radius konturiert. Dadurch zeigt die Strömung ein besseres Anlegeverhalten. Die Konturierung ermöglicht außerdem, weitere Düsenenerweiterungen anzufügen und so das Versuchsspektrum zu erweitern. Parameter wie Fenstergröße und -position, sowie die Abmessungen des Injektorkopfs wurden beibehalten.

Piezoelektrische Drucksensoren vom Typ Kistler 6043A60 mit einem Messbereich von 0 – 50 bar werden zur Aufnahme der schnellen Druckänderungen während des Zündvorgangs verwendet. Dieser Sensortyp zeigte in früheren Versuchsreihen eine gute Leistung und Temperaturstabilität. Die vom Hersteller spezifizierten Eigenschaften dieser Drucksensoren sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Insgesamt werden sieben der dynamischen Drucksensoren in der Brennkammer verbaut. Sie sind in der Unterseite der Brennkammer wandbündig angebracht. Die Positionen der Sensoren im zylindri-

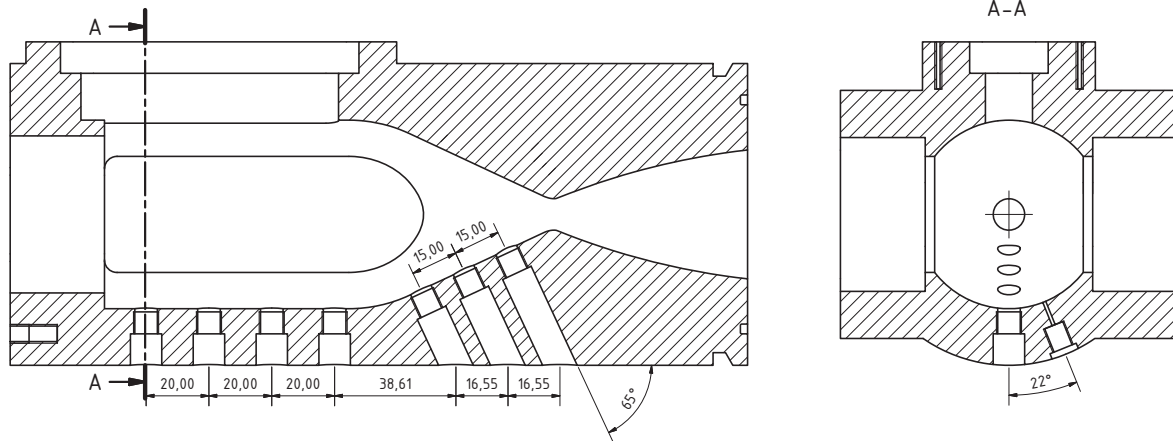


Abbildung 4.4: Positionen der Drucksensoren in der MOLI Brennkammer

schen Teil werden beibehalten, um die Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten. Zusätzlich werden drei Messpositionen im konvergenten Teil der Brennkammer vorgesehen. Die Messpositionen sind von der Injektorplatte aus stromabwärts nummeriert. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden die Messwerte der Messposition 1 verwendet. Die Aufzeichnungsrate der dynamischen Drucksensoren beträgt 100 000 Hz.

Position und Dimensionierung der vier statischen Drucksensoren im zylindrischen Teil der Brennkammer entsprechen ebenfalls der Positionierung in der RCSLaser-Brennkammer. Die Sensoren sind über einen Adapter in der unteren Brennkammerwand angebracht, um  $22^\circ$  aus der Lotrechten gedreht und in Richtung der Brennkammerhauptachse zeigend. Vier statische Drucksensoren sind im zylindrischen Teil der Brennkammer mit einem Abstand von 20 mm zueinander angebracht. Die Platzierung der Sensorbohrungen in x-Richtung entspricht der Positionierung der dynamischen Drucksensoren. Die Werte der statischen Drucksensoren werden mit 10 000 Hz aufgezeichnet. Die Sensorpositionen sind in Abbildung 4.4 eingezeichnet. Im konvergenten Teil der Brennkammer werden keine statischen Drucksensoren verwendet.

In der Brennkammer sind keine Temperatursensoren implementiert, da sie durch die geringe Aufzeichnungsrate für die Zündversuche keinen Erkenntnisgewinn bringen.

# Kapitel 5

## Numerische Untersuchungen

Der messtechnische Zugang zum Inneren einer Raketenbrennkammer ist nur unter großem Aufwand möglich. Quantitative Messungen beschränken sich daher meist auf Druck- und Wandtemperaturmessungen an diskreten Punkten. In speziellen Forschungsbrennkammern ist darüber hinaus ein optischer Zugang verfügbar, um mit optischen Messsystemen qualitativ die Vorgänge innerhalb der Brennkammer zu beobachten. Mit rein experimentellen Untersuchungen lässt sich also kein vollständiges Bild der Vorgänge in der Brennkammer erzeugen.

Um Aussagen zum Zündvorgang zu treffen, sind die experimentell verfügbaren Daten für eine geschlossene Argumentationskette und eine detaillierte Interpretation nicht ausreichend. Numerische Untersuchungen bieten die Möglichkeit, Vorgänge wie Strömungsphänomene und Mischungsvorgänge detailliert abzubilden. Damit ergänzen sie die experimentellen Daten und erweitern die zur Identifikation der maßgeblichen Phänomene notwendige Datenbasis.

Bei einer numerischen Simulation wird der zu untersuchende Bereich mit einem zwei- oder dreidimensionalen Netz in viele Kontrollvolumina aufgeteilt, deren Momentanzustände dann einzeln berechnet werden. Diese Aufteilung wird als Rechnernetz oder -gitter bezeichnet. Mittels numerischer Verfahren und Modelle können Strömungen, Mischungs- und Verbrennungsvorgänge iterativ berechnet werden.

Dieses Kapitel fasst die gemeinsamen Eigenschaften der numerischen Simulationen im Rahmen dieser Arbeit zusammen und beschreibt die einzelnen numerischen Untersuchungen im Detail.

### 5.1 Allgemeine Einstellungen

Um Wiederholungen der Beschreibungen möglichst zu vermeiden, fasst dieser Abschnitt die Beschreibungen und Einstellungen zusammen, die für alle Simulationen im Rahmen

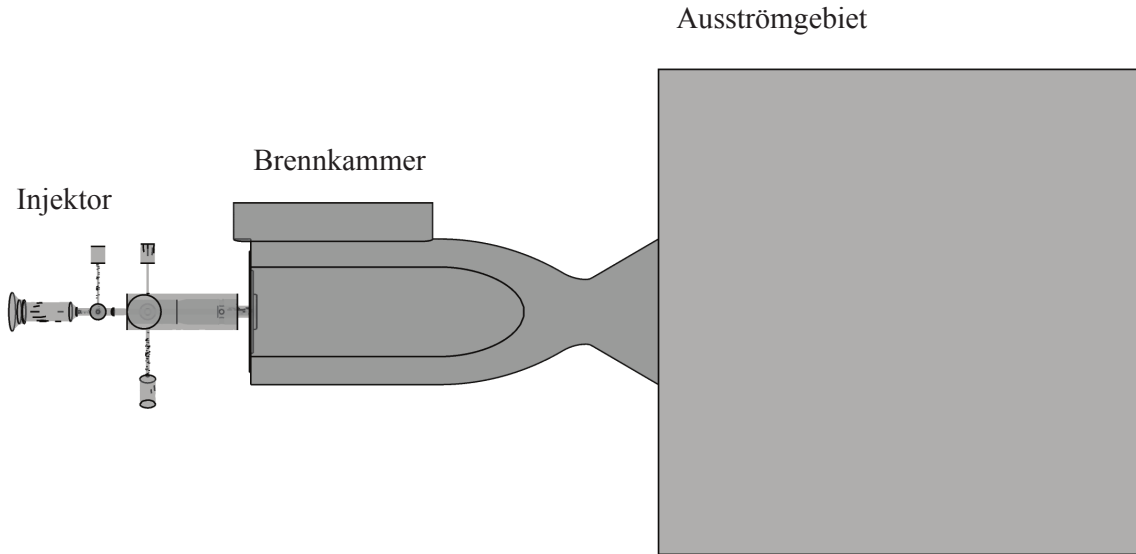


Abbildung 5.1: Seitenansicht des Rechengebiets der RCSLaser-Rechnungen

der vorliegenden Arbeit gelten.

### 5.1.1 Allgemeiner Aufbau des Rechengebiets

Alle Simulationen haben die Aufteilung des Rechengebiets gemeinsam. Es setzt sich aus drei Teilen zusammen:

- **Injektorkopf:** Ein einzelner Koaxialinjektor mit zentralem Sauerstoffröhrchen und umgebendem Methan-Ringspalt, sowie den vorgelagerten Sauerstoff- und Methan-Domen
- **Brennkammer:** Das Brennkammervolumen inklusive Fensterkavitäten und Düse
- **Ausströmgebiet:** Ein an die Düse anschließender Ausschnitt der Umgebung, in dem sich der Abgasstrahl entspannt.

Abbildung 5.1 zeigt die Aufteilung anhand des Rechengebiets der RCSLaser-Rechnungen. Bei der Betrachtung des Rechengebiets ist zu beachten, dass nur das Innenvolumen der Bauteile abgebildet ist, in dem die Medien strömen. Bauteilwände sind nur über die Randbedingungsdefinitionen in den Simulationen berücksichtigt.

Der Injektorkopf wird inklusive der Dome simuliert, um den Druckabfall über den Injektor korrekt wiederzugeben und eine mögliche Rückströmung von Verbrennungsgasen aus der Brennkammer in den Injektor während der Druckspitze des Zündvorgangs abbilden zu können. Dies kann bei hohen Druckspitzen einen starken Einfluss auf den Zündverlauf haben [116], wie in Abschnitt 6.2.1 betrachtet wird.

Der Fokus der Rechnungen liegt auf den Vorgängen in der Brennkammer. Entsprechend ist das Brennkammernetz im Hauptströmungsgebiet im Zentrum der Brennkammer und dem Zündbereich verfeinert. Details zum Aufbau der Geometrie und der Vernetzung werden in den Abschnitten 5.2.1, 5.3.1 und 5.4.1 beschrieben.

Der Brennkammerdruck erfährt im Zündverlauf mit Ausbreiten der Flamme eine starke Änderung. Dies führt in der Düse zu einer Transition der Strömung von subsonischen zu supersonischen Geschwindigkeiten. In der numerischen Simulation kann eine entsprechende Transition im Bereich der Ausströmrandbedingung Stabilitätsprobleme der Rechnung verursachen. Das Ausströmgebiet nach der Düse dient deshalb der Stabilisierung der Rechnungen. Es stellt einen Ausschnitt der Umgebung dar, in dem sich der Abgasstrahl ausbreiten kann und so an der Ausströmrandbedingung subsonisch ist.

### **5.1.2 Simulationsumgebung ANSYS CFX**

Die numerischen Simulationen wurden mit der kommerziellen Computational Fluid Dynamics (CFD) Software ANSYS CFX [117] durchgeführt. Die jeweilige Version des verwendeten Software-Pakets wird in der Detailbeschreibung der numerischen Untersuchungen angegeben.

### **5.1.3 Turbulenzmodell**

Im Rahmen dieser Arbeit wurden ausschließlich instationäre Reynolds-Averaged Navier-Stokes (URANS) Simulationen durchgeführt. Das Turbulenzmodell zur Schließung der URANS-Gleichungen war dabei das SST-Modell von Menter [104], das in Abschnitt 3.2.2 beschrieben wird.

### **5.1.4 Verbrennungsmodell**

Die Verbrennung wird mit dem kombinierten Verbrennungsmodell FRC/EDM [103] und dem globalen Zweischnitt-Reaktionsmechanismus von Westbrook & Dryer [106] modelliert. Die Modelle werden in Abschnitt 3.2.3 beschrieben.

### **5.1.5 Initialisierung der Rechnung**

Startpunkt der Rechnungen ist das ruhende System direkt vor dem Öffnen des ersten Hauptventils. Die Rechnungen beginnen mit dem ersten Druckanstieg im Injektordom. Im Experiment wird das System vor jedem Versuch mit Stickstoff gespült, um gleichmäßige Startbedingungen zu gewährleisten. Die Initialisierung der Rechnung definiert die Injektor- und Brennkammervolumina als mit Stickstoff bei einem Druck von 1 bar

und einer Temperatur von 298 K gefüllt. Das Ausströmgebiet enthält Luft, ebenfalls bei Umgebungsbedingungen. Im gesamten Rechenggebiet wird das Fluid als ruhend angenommen.

### 5.1.6 Simulation des Laserpulses

Die durch den Laserpuls in die Brennkammer eingebrachte Energiemenge ist klein gegenüber der Wärmefreisetzung durch die Verbrennung. Untersuchungen der Zündung von Methan/Luft-Gemischen durch elektrische Entladungen von Eisazadeh-Far et al. [118] belegen die Unabhängigkeit der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit von der Energiemenge im Zündfunken. Nach anfänglichen Unterschieden, hervorgerufen durch verschiedene Größen des Plasmakerns bei unterschiedlichen Zündenergien, breitet sich die Flammenfront mit derselben Geschwindigkeit aus. Die Ausbreitung der Flamme wird dann von den chemischen Verbrennungsprozessen dominiert und von der eigenen Energiefreisetzung getrieben. Die Energiemenge im Zündfunken spielt für die Zündung demnach eine untergeordnete Rolle, solange erfolgreich eine Flamme induziert wird. Bei der Laserzündung sind die Prozesse prinzipiell dieselben, nur die Bereitstellung der Zündenergie erfolgt auf anderem Weg. Demnach ist es für die hier durchgeführten Untersuchungen zur Abbildung des globalen Zündverlaufs in der Brennkammer nicht notwendig, Mechanismen wie Dissoziation der Brennstoffe, das Entstehen einer Schockwelle oder Strahlungsverluste während des Laserpulses detailliert abzubilden. Das Hauptziel des Zündmodells in den Simulationen ist es, die chemischen Reaktionen zu starten und die Flammenausbreitung anzustoßen. Dies wird auf zwei verschiedene Arten erreicht: durch eine temporär aktive numerische Zündreaktion im Zündbereich oder durch eine Wärmequelle, die die Zündenergie im Zündbereich freisetzt. Einzelheiten zu den jeweiligen Ausführungen des Zündmodells werden in den Abschnitten 5.2.3, 5.3.3 und 5.4.3 beschrieben.

## 5.2 ISP-1

Die ISP-1-Simulationen wurden mit ANSYS CFX v13.0 [119] durchgeführt. 2D- und 3D-Simulationen wurden verwendet, um den Einfluss der Geometrievereinfachung auf ein zweidimensionales Rechenggebiet zu untersuchen.

### 5.2.1 Rechenggebiet

Die Abbildung 5.2 zeigt die Seitenansichten der Geometrien von Brennkammer und Injektor in den 2D- und 3D-Simulationen.



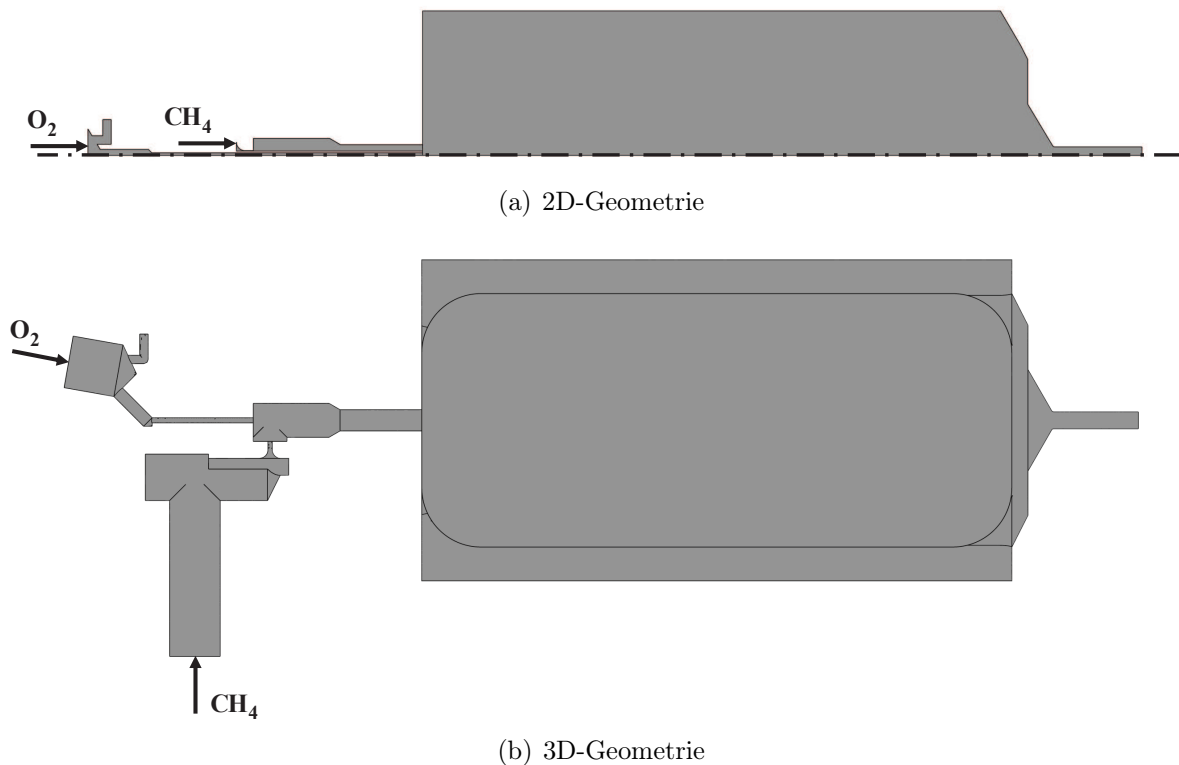


Abbildung 5.2: ISP-1-Rechnungen: 2D- und 3D-Geometrie von Injektor und Brennkammer

## 2D-Geometrie

Die 2D-Geometrie ist eine rotationssymmetrische Ableitung der Brennkammergeometrie. Die Brennkammer wird mit einer 2D-Geometrie abgebildet, um bei gleichzeitiger Gewährleistung einer guten räumlichen Auflösung der relevanten Gebiete die Rechenzeit zu begrenzen. Die Seitenansicht des Rechengebiets mit  $1^\circ$  Öffnungswinkel ist in Abbildung 5.2(a) abgebildet.

Um die Rotationssymmetrie anzuwenden, werden einige Aspekte der Geometrie angepasst. Der Brennkammerradius wird auf  $r_{bk} = 34 \text{ mm}$  festgelegt, um das Volumen der realen Brennkammer abzubilden. Der Methandom vor der Schallblende wird nicht berücksichtigt und Durchmesser und Position der Schallblende wurden angepasst, um der Symmetrieanforderung zu genügen. Beim Sauerstoff-Injektor wurden die Verbindungsleitungen und der Dom auf die Symmetrieachse verschoben.

Das Injektornetz besteht aus 31000 Knoten und das Ausströmgebiet aus 10000 Knoten. Beides sind unstrukturierte Tetraedernetze. Das Brennkammernetz ist in der Nähe des Injektors und der Brennkammerachse lokal verfeinert. Das Zündvolumen ist noch weiter verfeinert, um die großen Gradienten des sich aus dem Laserpuls entwickelnden Flammenkerns besser auflösen zu können. Die Brennkammernetze sind als

Tabelle 5.1: Netzgrößen der ISP-1-Rechnungen

Simulation	Netzgröße [Knoten; $\times 10^3$ ]
2D-1	60
2D-2	270
2D-3	900
3D-1	300
3D-2	2600

strukturierte Hexaedernetze ausgeführt.

### 3D-Geometrie

Die 3D-Geometrie ist in Abbildung 5.2(b) abgebildet. Die gemeinsame Symmetrieebene von Brennkammer und Injektor wurde genutzt, um die Netzgröße zu verringern. Das Netz repräsentiert eine Hälfte der Geometrie mit der zentralen xy-Ebene als Symmetrieebene. Das Injektornetz besteht aus Tetraedern und beinhaltet 50000 Knoten. Das Brennkammernetz ist ein hybrides Netz mit Prismenschichten nahe der Wand und einem Hexaederkern. Das Netz ist im zentralen Hauptströmungsbereich und dem Zündvolumen lokal verfeinert. Die Tabelle 5.1 fasst die Netzgrößen der 2D- und 3D-Brennkammernetze zusammen.

#### 5.2.2 Randbedingungen

Ein Schema der Testsequenz mit den Öffnungs- und Schließzeiten der Ventile ist in Abbildung 5.3 abgebildet. Vor jedem Test wird die Brennkammer mit Stickstoff gespült. Dadurch werden für jeden Testlauf gleiche Startbedingungen hergestellt. Die Zündung findet zum Zeitpunkt  $t_{\text{ign}} = 0$  s statt. Die Simulationen bilden die Zeitspanne vom Öffnen des Sauerstoffventils bei  $t_{\text{start}} = -118$  ms bis zum Zeitpunkt  $t_{\text{end}} = 250$  ms ab. Die Sauerstoff- und Methandrucke vor der Zündung sind in Abbildung 5.4(a) abgebildet.

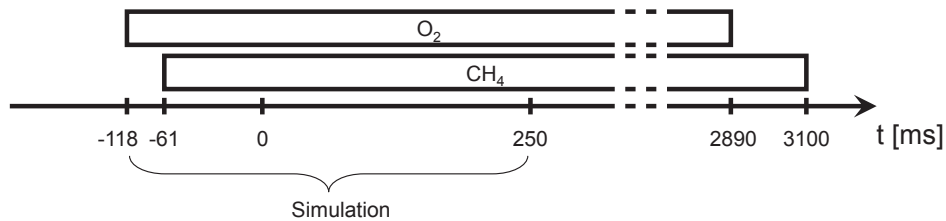


Abbildung 5.3: ISP-1-Rechnungen: Testsequenz mit Ventilöffnungs- und Schließzeiten

Tabelle 5.2: ISP-1-Rechnungen: Einströmeigenschaften am Injektor

v [m/s]		VR	Ma [-]		$\dot{m}$ [g/s]	
CH <sub>4</sub>	O <sub>2</sub>		CH <sub>4</sub>	O <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>	O <sub>2</sub>
25	350	0,07	0,06	1,08	0,9	2,5

Die Wände von Brennkammer und Injektor werden als adiabat angenommen. Die Inlet-Randbedingungen für Sauerstoff und Methan werden an den Einströmflächen der Zuleitungen in die Injektordome festgelegt. Die Einströmbedingungen an beiden Inlets werden durch den Druck und die Temperatur definiert. Die Einströmtemperatur liegt beim Sauerstoff wie beim Methan bei  $T_{O_2} = T_{CH_4} = 278$  K. Die Druckentwicklung in den Injektordomen wurde im Experiment aufgezeichnet. Um mit diesen Randbedingungen den korrekten Massenstromverlauf zu erhalten, muss die Simulation den passenden Druckabfall über den Injektor abbilden. Die Erstellung der 2D-Geometrie erfordert die Anpassung der Geometrie des Sauerstoffinjektors. Diese Anpassung erzeugt eine Verringerung des Druckabfalls. Um den Druckabfall an den experimentellen Wert anzupassen, wird die Wandrauigkeit im Sauerstoffinjektor auf einen Wert von  $\lambda_w = 5 \times 10^{-4}$  mm gesetzt. Diese Wandrauigkeit entspricht dem Wert in einem rauhen Stahlrohr [120]. In den 3D-Simulationen wird die Injektor-Geometrie unverändert verwendet. Der korrekte Druckabfall stellt sich ein, ohne dass weitere Anpassungen notwendig sind.

Die stationären Injektordomdrücke liegen bei  $p_{CH_4,s} = 7,7$  bar und  $p_{O_2,s} = 13,2$  bar. Der Brennkammerdruck bei stationärer Verbrennung ist  $p_{bk,s} = 3$  bar. Die Massenströme sind  $\dot{m}_{CH_4,s} = 0,9$  g/s und  $\dot{m}_{O_2,s} = 2,5$  g/s. Das ergibt eine brennstoffreiche Mischung mit einem Sauerstoff-Brennstoff-Verhältnis von ROF (Ratio Oxidizer-to-Fuel) = 2,8. Die Eigenschaften der stationären Einströmung am Injektor sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Der Sauerstoffjet hat beim Eintritt in die Brennkammer bei einer Eintrittsmachzahl von  $Ma_{inj,O_2} = 1,08$  eine Geschwindigkeit von  $v_{inj,O_2} = 350$  m/s. Beim Methaninjektor wird die Strömung durch eine Schallblende mit einem Durchmesser von  $d_{sb} = 1$  mm begrenzt, an der die Strömung Schallgeschwindigkeit erreicht. Durch den großen Querschnitt des Methan-Ringspalts ergibt sich am Eintritt in die Brennkammer eine Geschwindigkeit von  $v_{inj,CH_4} = 25$  m/s, die deutlich geringer als die Schallgeschwindigkeit ist. Das Geschwindigkeitsverhältnis VR (Velocity Ratio) =  $v_{inj,CH_4}/v_{inj,O_2} = 0,07$  führt zu starken Scherkräften zwischen den beiden Jets und dadurch zu einer guten Durchmischung der Treibstoffe. In Raketentriebwerken ist dieses Geschwindigkeitsverhältnis typischerweise umgekehrt. Der flüssige Sauerstoff wird aufgrund seiner großen Dichte mit kleinen Einströmgeschwindigkeiten eingespritzt und die gasförmigen Treibstoffe Wasserstoff oder Methan produzieren mit ihrer hohen Einströmgeschwindigkeit starke Scherkräfte, die das Auffächern und die Atomisierung des Flüssigsauerstoffjets

induzieren.

Die Randbedingungen des Ausströmgebiets sind als „Opening“ definiert. Das bedeutet, das Fluid kann an diesen Grenzflächen aus- oder einfließen, abhängig von den jeweiligen Druck- und Strömungsbedingungen in der angrenzenden Zelle. An der Grenzfläche ist der Umgebungsdruck von 1 bar definiert. Das in das Rechenggebiet eintretende Fluid ist Luft bei Umgebungstemperatur.

### 5.2.3 Modellierung der Laserzündung

In den Simulationen im Rahmen des ISP-1-Projekts wurde die Zündung mit einer virtuellen Zündreaktion erreicht, wie bei Haidn et al. [6] beschrieben. Diese Zündreaktion wandelt im Zeitraum der Zünddauer das gesamte reaktionsfähige Methan/Sauerstoff-Gemisch im Zündvolumen in Wasser und Kohlendioxid um. Die Energiefreisetzung dieser Zündreaktion führt zu einer Temperaturerhöhung und zum Start der Flammenausbreitung.

Die Position des Fokuspunkts liegt bei  $x_{\text{ign}} = 31 \text{ mm}$  stromab der Injektorplatte und  $y_{\text{ign}} = 1 \text{ mm}$  oberhalb der Brennkammer-Mittelachse. In den Simulationen wird ein kugelförmiges Zündvolumen mit einem Radius von  $r_{\text{ign}} = 3 \text{ mm}$  und eine Zünddauer von  $\Delta t_{\text{ign}} = 1 \times 10^{-6} \text{ s}$  definiert. In allen Simulationen wurden dieselben Werte verwendet, um ein erfolgreiches Starten der Flammenausbreitung zu garantieren und die Vergleichbarkeit zu erhalten.

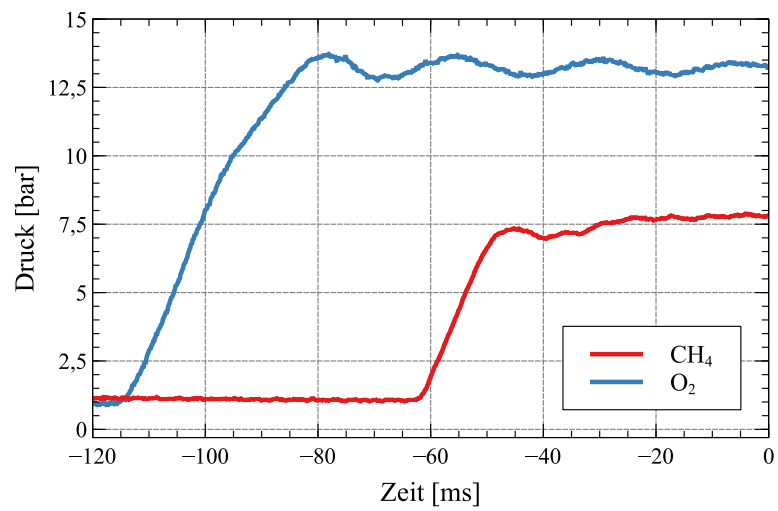
## 5.3 RCSLaser

Für die RCSLaser-Simulationen wurde die Version 14.5 von ANSYS CFX verwendet [121].

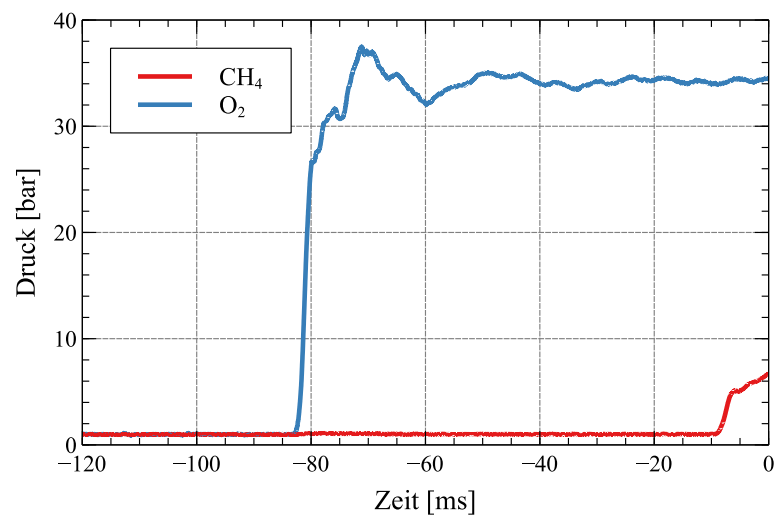
### 5.3.1 Rechengebiet

Die Symmetrieebenen von Brennkammer und Injektor sind um  $90^\circ$  zueinander versetzt. Die beiden Bauteile weisen keine gemeinsame Symmetrieebene auf. Deshalb werden die Simulationen mit der vollen 3D-Geometrie durchgeführt. Eine für die Reduzierung auf eine  $180^\circ$ -Symmetrie notwendige Neupositionierung der Injektorgeometrie ändert die Einströmbedingungen und damit die Verhältnisse im Zündbereich zum Zündzeitpunkt. Details dazu werden bei Wohllhüter et al. [122] beschrieben.

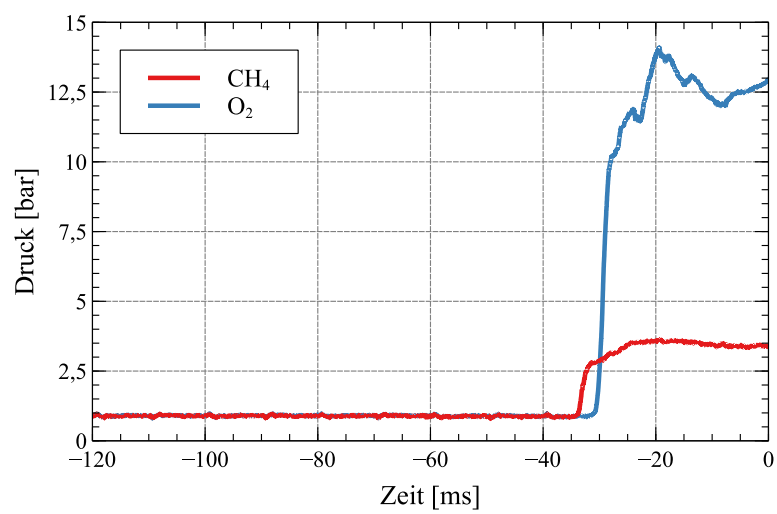
Abbildung 5.5 zeigt eine Seitenansicht des Rechengebiets von Injektor und Brennkammer. Die Netzgrößen sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst.



(a) ISP-1



(b) RCSLaser



(c) MOLI 1

Abbildung 5.4: Verlauf der Domdrücke vor der Zündung

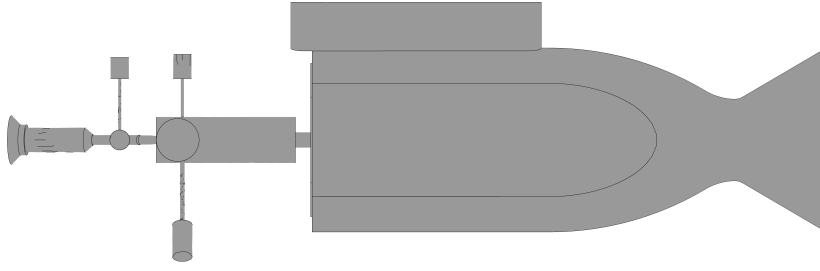


Abbildung 5.5: RCSLaser-Rechnungen: 3D-Geometrie von Injektor und Brennkammer

### 5.3.2 Randbedingungen

Die Simulationen beinhalten die Zeitspanne vom Öffnen des Sauerstoffventils bei  $t_{\text{start}} = -82,5 \text{ ms}$  bis zum Zeitpunkt  $t_{\text{end}} = 25 \text{ ms}$  nach der Zündung. Die Domdrücke vor der Zündung sind in Abbildung 5.4(b) abgebildet.

Die Wände von Brennkammer und Injektor werden als adiabat angenommen. Die Inlet-Randbedingungen für Sauerstoff und Methan werden am Eingang in die Injektordome definiert. Die Einströmbedingungen an beiden Inlets werden durch den Massenstrom und die Temperatur festgelegt.

Bei den RCSLaser-Experimenten wurden die Massenströme mit Coriolis-Durchflussmessgeräten gemessen. Diese sind zwar im stationären Betrieb sehr genau, aber sie können keine transienten Veränderungen der Massenströme aufzeichnen. Die Aufzeichnungsrate beträgt  $100 \text{ Hz}$ . Als Randbedingung für Zündungssimulationen sind diese Daten damit nicht geeignet. Unter der Annahme einer annähernd linearen Abhängigkeit des Massenstroms vom Domdruck wird deshalb die Massenstromentwicklung mit der Druckentwicklung korreliert. Die Bezugswerte sind dabei Druck und Massenstrom bei stationären Einströmbedingungen zum Zeitpunkt  $500 \text{ ms}$ . Die Druckentwicklung in den Injektordomen ist bekannt. Die Inlet-Randbedingungen werden mit den daraus resultierenden Massenstromverläufen und der Einströmtemperatur definiert. Sie liegt beim Sauerstoff wie beim Methan bei  $T_{\text{O}_2} = T_{\text{CH}_4} = 278 \text{ K}$ .

Die Einströmbedingungen in die Brennkammer zum Zündzeitpunkt sind in Tabel-

Tabelle 5.3: Netzgrößen der RCSLaser-Rechnungen

	Netzgröße [Knoten; $\times 10^3$ ]	Netzgröße [Elemente; $\times 10^3$ ]
CH <sub>4</sub> -Injektor	78	207
O <sub>2</sub> -Injektor	60	148
Brennkammer	1104	1063
Ausströmgebiet	17	15

Tabelle 5.4: RCSLaser-Rechnungen: Einströmeigenschaften am Injektor

v [m/s]		VR	Ma [-]		$\dot{m}$ [g/s]	
CH <sub>4</sub>	O <sub>2</sub>		CH <sub>4</sub>	O <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>	O <sub>2</sub>
488	402	1,21	1,21	1,53	12	37

le 5.4 zusammengefasst.

Die Grenzflächen des Ausströmgebiets werden als Opening definiert. Der Umgebungsdruck von 1 bar liegt an der Grenzfläche an. Das in das Rechenggebiet eintretende Fluid ist Luft bei Umgebungstemperatur.

### 5.3.3 Modellierung der Laserzündung

Die Position des Fokuspunkts liegt bei den RCSLaser-Versuchen nahe der Injektorplatte. Diese Zündposition ist im Hinblick auf die Anwendung im Flugtriebwerk wahrscheinlich, da der Zugang hier mit vergleichsweise geringem technischen Aufwand möglich ist. Die Zündposition liegt bei  $x_{\text{ign}} = 2 \text{ mm}$  stromab der Injektorplatte und  $y_{\text{ign}} = 7 \text{ mm}$  oberhalb der Brennkammer-Mittelachse. In den Simulationen wird ein kugelförmiges Zündvolumen mit einem Radius von  $r_{\text{ign}} = 3 \text{ mm}$  und eine Zünddauer von  $\Delta t_{\text{ign}} = 1 \times 10^{-6} \text{ s}$  definiert. Der Laserpuls wird über eine Energiequelle definiert, die über die Zünddauer im Zündvolumen die vom Laser eingebrachte Energie freisetzt. So wird eine Temperaturerhöhung erzeugt und die chemischen Reaktionen angestoßen. Über die Zünddauer und für weitere 1 ms ist als Verbrennungsmodell das reine FRC aktiv. Danach tritt das kombinierte FRC/EDM in Kraft. In allen Simulationen wurden dieselben Werte verwendet, um ein erfolgreiches Starten der Flammenausbreitung zu garantieren und die Vergleichbarkeit zu erhalten.

## 5.4 MOLI

Die MOLI-Simulationen wurden mit ANSYS CFX v16.2 angefertigt [123]. Die volle 3D-Geometrie wird bei den Simulationen verwendet, da wie bei den RCSLaser-Simulationen keine gemeinsame Symmetrieebene von Brennkammer und Injektor existiert.

### 5.4.1 Rechenggebiet

Abbildung 5.6 zeigt eine Seitenansicht des Rechenggebiets von Injektor und Brennkammer. Die Netzgrößen für die MOLI-Simulationen sind in Tabelle 5.5 zusammengefasst.

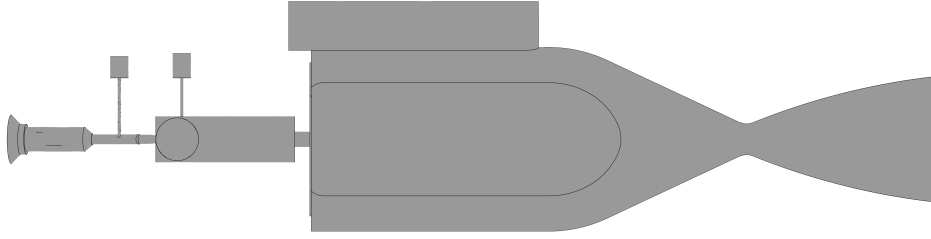


Abbildung 5.6: MOLI-Rechnungen: 3D-Geometrie von Injektor und Brennkammer

Das Brennkammernetz wird in drei Verfeinerungsstufen verwendet. Die Netzauflösung verfeinert sich bei jedem Schritt mit dem Faktor  $\sqrt[3]{2}$ . Damit verdoppelt sich jeweils die Zellenanzahl.

### 5.4.2 Randbedingungen

Die Simulationen beinhalten die Zeitspanne vom Öffnen des Sauerstoffventils bis zum Zeitpunkt  $t_{\text{end}} = 25 \text{ ms}$  nach der Zündung.

Fünf Versuche werden im Rahmen dieser Arbeit detailliert betrachtet. Deren Einstrombedingungen in die Brennkammer zum Zündzeitpunkt sind in Tabelle 5.6 zusammengefasst. Zur Analyse der Netzkonvergenz in Abschnitt 6.1.1 und für die numerische Simulation des Zündvorgangs in Abschnitt 6.4 werden Simulationen des Versuchs MOLI 1 verwendet. Abbildung 5.4(c) zeigt den Verlauf der Domdrücke von Sauerstoff und Methan vor der Zündung beispielhaft am Versuch MOLI 1.

Die Wände von Brennkammer und Injektor werden als adiabat angenommen. Die Geometrie des Injektors bei den MOLI-Versuchen ist dieselbe wie bei den RCSLaser-Versuchen. Entsprechend werden die Randbedingungen gleich gesetzt, siehe auch Abschnitt 5.3.2.

Unter der Annahme einer annähernd linearen Abhängigkeit des Massenstroms vom Domdruck wird die Massenstromentwicklung mit der Druckentwicklung korreliert. Die

Tabelle 5.5: Netzgrößen der MOLI-Rechnungen

	Netzgröße [Knoten; $\times 10^3$ ]	Zelltyp	Simulation
Injektor CH <sub>4</sub>	75	Tetraeder	alle
Injektor O <sub>2</sub>	34	Tetraeder	alle
MOLI_BK_1	653	Hexaeder	Netz 1
MOLI_BK_2	1266	Hexaeder	Netz 2
MOLI_BK_3	3118	Hexaeder	Netz 3
Ausströmgebiet	18	Hexaeder	alle



Tabelle 5.6: MOLI-Rechnungen: Einstromeigenschaften am Injektor

	v [m/s]		VR	Ma [-]		$\dot{m}$ [g/s]	
	CH <sub>4</sub>	O <sub>2</sub>		CH <sub>4</sub>	O <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>	O <sub>2</sub>
MOLI 1	405	333	1,22	1,0	1,2	4,3	12,7
MOLI 2	361	343	1,05	0,9	1,2	2,6	12,2
MOLI 3	402	341	1,18	1,0	1,2	4,3	12,2
MOLI 4	417	342	1,22	1,0	1,2	5,1	13,1
MOLI 5	368	340	1,08	0,9	1,2	3	9,2

Bezugswerte sind dabei Druck und Massenstrom bei stationären Einstrombedingungen im späteren Verlauf des Versuchs. Die Druckentwicklung in den Injektordomen ist bekannt. Die Inlet-Randbedingungen werden mit diesen Massenstromverläufen und der Einstromtemperatur definiert. Sie liegt beim Sauerstoff wie beim Methan bei 278 K.

Die Randbedingungen beim Ausströmgebiet werden als „Opening“ definiert. Als Parameter der Randbedingung ist ein Umgebungsdruck von 1 bar angenommen. Das in das Rechengbiet eintretende Fluid ist Luft bei Umgebungstemperatur.

### 5.4.3 Modellierung der Laserzündung

Im Rahmen der MOLI-Testreihe werden verschiedene Zündpositionen untersucht. Die erste Zündposition liegt nahe der Injektorplatte, vergleichbar mit der Zündposition der RCSLaser-Kampagne. Die zweite liegt stromabwärts in der Brennkammer, ähnlich der Zündposition der ISP-1-Versuche. Die Positionen sind in Tabelle 5.7 zusammengefasst.

In den Simulationen wird ein kugelförmiges Zündvolumen mit einem Radius von  $r_{\text{ign}} = 3 \text{ mm}$  und eine Zünddauer von  $\Delta t_{\text{ign}} = 1 \times 10^{-6} \text{ s}$  definiert. Der Laserpuls wird über eine Energiequelle definiert, die über die Zünddauer im Zündvolumen die vom Laser eingebrachte Energie freisetzt. So wird eine Temperaturerhöhung im Zündvolumen erreicht und die chemischen Reaktionen angestoßen. Über die Zünddauer und für weitere 1 ms ist als Verbrennungsmodell das reine FRC aktiv. Danach tritt das kombinierte FRC/EDM in Kraft.

Tabelle 5.7: Zündpositionen der MOLI-Testkampagne

	x [mm]	y [mm]
Pos. 1	4	2
Pos. 2	37	2



# Kapitel 6

## Auswertung

Die Auswertung der Ergebnisse konzentriert sich auf vier Aspekte:

Zunächst werden grundlegende Abhängigkeiten der Numerik beleuchtet. Für die 2D- und 3D-Rechnungen werden Netzkonvergenzstudien durchgeführt. Der Einfluss, der die Reduktion des Rechengebiets auf eine 2D-Geometrie auf die Strömungsentwicklung in der Brennkammer hat, wird analysiert. Anschließend wird ein qualitativer Vergleich der numerischen und experimentellen Strömungsverhältnisse vorgenommen.

Im zweiten Schritt werden die experimentellen Daten auf ihre Konsistenz überprüft. Durch einen Vergleich der Druckmessung mit den Aufzeichnungen der optischen Diagnostiksysteme werden Unterschiede der statischen und dynamischen Drucksensoren sowie der experimentellen Daten und der Simulationsergebnisse bewertet. Außerdem wird die Synchronität der Druckmessung mit den optischen Diagnostiksystemen überprüft.

Es folgt eine Untersuchung von Zündverlauf und Flammenausbreitung, bei der auf die Begriffe „harte“ und „weiche“ Zündung näher eingegangen und eine Definition im Rahmen dieser Arbeit anhand der vorliegenden experimentellen Daten vorgenommen wird. Daraufhin werden die numerischen und experimentellen Daten dahingehend analysiert, welche Bedingungen für eine weiche Zündung und welche für eine möglichst stabile Zündung notwendig sind.

Der letzte Abschnitt geht darauf ein, inwiefern mit den im Rahmen dieser Arbeit angewendeten numerischen Verfahren der Zündverlauf abgebildet werden kann und ob sie für eine gekoppelte Rechnung im Rahmen einer Simulation des kompletten Triebwerkszyklus geeignet sind.

## 6.1 Abhängigkeiten der Numerik

Numerische Simulationen bieten die Möglichkeit, bestimmte Phänomene detaillierter zu betrachten, als es mit rein experimentellen Untersuchungen möglich ist. Der begrenzende Faktor für den Detailgrad dieser Simulationen ist dabei nach wie vor die verfügbare Rechenleistung. Aus diesem Grund ist es notwendig, Vereinfachungen und Näherungsmodelle zu integrieren, um den Rechenaufwand zu begrenzen. Dieser Abschnitt zeigt den Einfluss der Netzauflösung und der abgebildeten Geometrie auf die Rechnung, sowie eine qualitative Einordnung der Simulationen in Bezug auf Strömungsparameter.

### 6.1.1 Netzkonvergenz

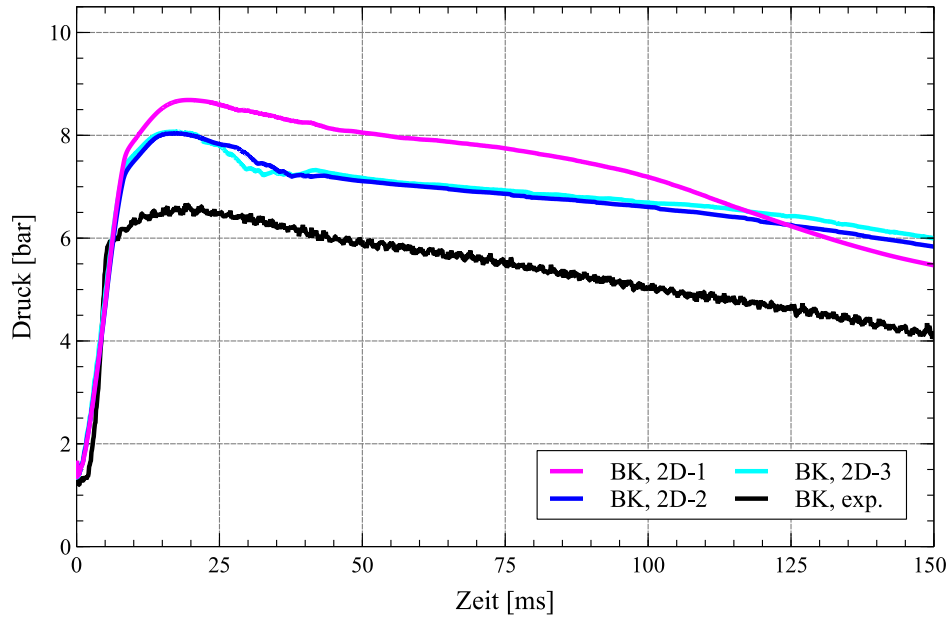
Die Simulationsergebnisse werden analysiert und mit experimentellen Ergebnissen verglichen. Die Einflüsse der Netzauflösung und des verwendeten Rechengebiets werden untersucht. Im ersten Schritt werden Rechnungen der ISP-1-Testreihe verwendet. Die Ergebnisse fließen in die Netzerstellung für die folgenden Simulationen der RCSLaser- und der MOLI-Versuche ein und werden schließlich anhand der MOLI-Ergebnisse nochmals überprüft.

Ist das Rechnernetz zu grob, können nicht alle wichtigen Details abgebildet werden. Das hat einen negativen Einfluss auf das Ergebnis. Ein sehr feines Netz verlangsamt dagegen die Rechnung deutlich. Der Einfluss der Netzauflösung auf die 2D-Simulationen wird untersucht, indem drei Simulationen mit den in Tabelle 5.1 angegebenen Netzgrößen verglichen werden. Im Anschluss wird eine vergleichbare Analyse der 3D-Ergebnisse vorgenommen.

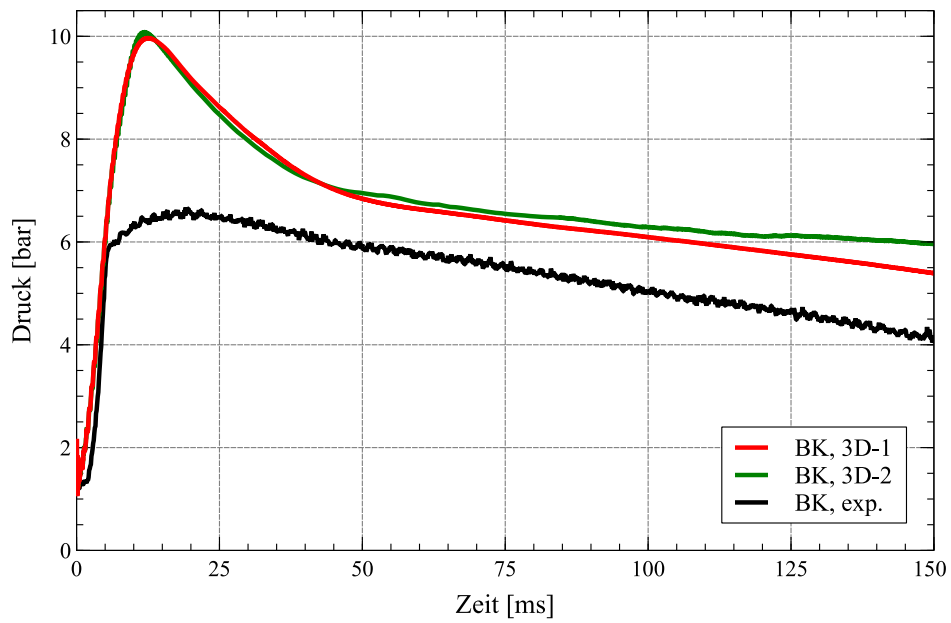
Abbildung 6.1 zeigt die Brennkammerdruckverläufe der 2D- und 3D-Simulationen. In den Diagrammen ist neben den numerischen Ergebnissen der experimentelle Brennkammerdruckverlauf zum Vergleich eingetragen. Die Diagramme bilden die Zeit von der Zündung bei 0 ms bis zum Zeitpunkt 150 ms ab.

Die Abbildung 6.1(a) zeigt die Ergebnisse der 2D-Simulationen. Der auf den Laserpuls folgende Druckanstieg verläuft bei allen drei Simulationen gleich. Die Druckspitze dagegen liegt bei den Simulationen 2D-2 und -3 mit einem Wert von 8,1 bar um 0,6 bar niedriger als bei Simulation 2D-1. Die Druckverläufe der Simulationen 2D-2 und -3 weisen nur sehr geringe Unterschiede auf. Für die Untersuchungen wird deshalb die Simulation 2D-2 verwendet.

Die Netzauflösung des Netzes 2D-2 wurde bei der Erstellung des Brennkammernetzes 3D-1 als Orientierung verwendet. Das Netz 3D-2 stellt eine Verfeinerung um den Faktor 2 dar. Abbildung 6.1(b) zeigt, dass sich die entsprechenden Brennkam-



(a) Brennkammerdruck der Simulationen 2D-1, -2 und -3



(b) Brennkammerdruck der Simulationen 3D-1 und -2

Abbildung 6.1: Einfluss der Netzauflösung auf den Brennkammerdruck der ISP-1-Simulationen

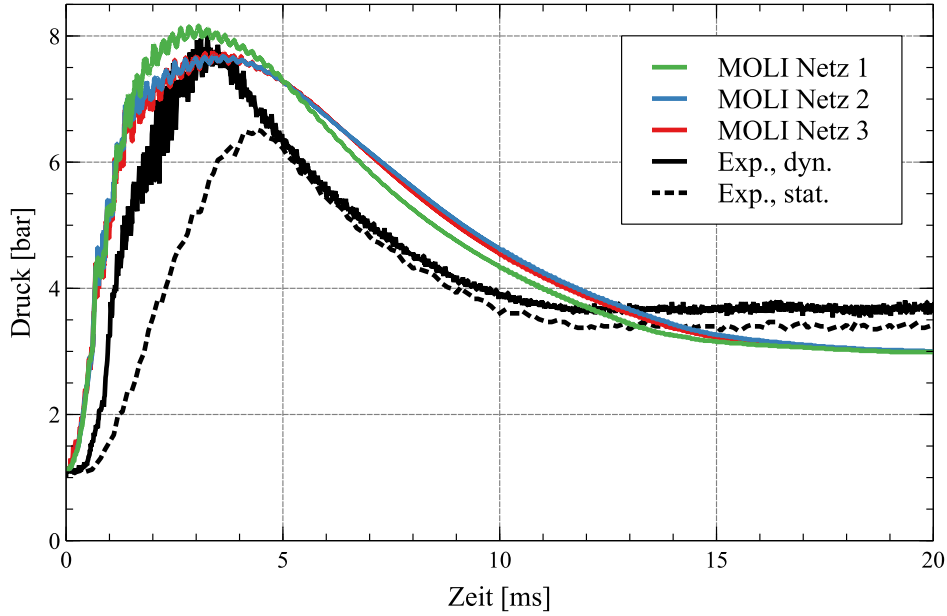


Abbildung 6.2: Einfluss der Netzauflösung auf den Brennkammerdruck der MOLI-Simulationen

merdruckverläufe kaum unterscheiden. Nur im späten Verlauf der Simulation ist der Brennkammerdruck von 3D-2 etwas höher. Da vor allem im Bereich der Druckentwicklung um die Druckspitze keine Unterschiede sichtbar sind, wird für die Untersuchungen die Simulation 3D-1 verwendet.

Bei den MOLI-Simulationen wird die experimentelle Druckentwicklung deutlich besser abgebildet. Für die Netzkonvergenzstudie werden drei verschiedene Netze herangezogen. Die Netzgrößen sind in Tabelle 5.5 aufgelistet. Beginnend mit dem größten Netz 1 mit 0,6 Mio. Knoten verdoppelt sich mit jeder Verfeinerungsstufe die Knotenanzahl. Die Rechnungseinstellungen sind dieselben für jede Rechnung, nur das Brennkammernetz wird ersetzt. Abbildung 6.2 zeigt die Druckentwicklung der Rechnungen mit verschiedenen Netzauflösungen. Die experimentellen Druckdaten des dynamischen und statischen Drucksensors 1 sind als durchgezogene und gestrichelte schwarze Kurve abgebildet. Die numerischen Druckverläufe werden ebenfalls an Druckposition 1 ausgewertet. Sie sind als grüne, blaue und rote Kurve eingetragen.

Der Druckanstieg nach dem Laserpuls verläuft bei allen Simulationen gleich. Obwohl auch hier der Druckanstieg in den Simulationen um  $\Delta t = 0,3 \text{ ms}$  früher beginnt als im Experiment, sind Druckanstieg und Druckverlauf bis zur Druckspitze sehr ähnlich. Die Druckspitze von Netz 1 ist mit  $p_{p, \text{Netz1}} = 8,1 \text{ bar}$  etwas höher als der Maximalwert des dynamischen Sensors mit  $p_{p, \text{dyn}} = 7,8 \text{ bar}$ . Dieser Maximalwert ist ein Schwingungsmaximum im Bereich der Druckspitze. Der mittlere Wert zu diesem Zeitpunkt liegt bei 7,6 bar. Die beiden Rechnungen mit Netz 2 und 3 erreichen diesen Druckwert. Auch

zeitlich stimmen die Druckspitzen der Simulationen mit dem Experiment überein. Im Experiment fällt der Druck bereits etwa 1 ms nach der Druckspitze steil ab und nähert sich dem stationären Wert. Der dynamische und der statische Sensor zeigen dabei bei der fallenden Flanke ab einem Zeitpunkt von 5 ms über einen Zeitraum von etwa 3 ms den gleichen Messwert, bevor sich der dynamische Sensor bei einem stationären Wert von 3,7 bar einpendelt. Der statische Drucksensor liefert einen niedrigeren stationären Messwert bei 3,4 bar. Im Experiment kann ein Temperatureinfluss auf den dynamischen Sensor zu dieser Zeit nicht mehr ausgeschlossen werden. Deshalb werden ab dem Zeitpunkt von 5 ms die Messwerte des statischen Sensors für die Bewertung der Ergebnisse herangezogen.

Der Druckabfall beginnt in den Simulationen etwa 1 ms später als im Experiment, der Druckabfall verläuft betragsmäßig gleich. In den Simulationen erscheint die Druckspitze deshalb breiter als im Experiment, was auf eine höhere Energiefreisetzung oder geringere Energiedissipation in diesem Zeitraum schließen lässt. Der Brennkammerdruck entspannt sich in den Simulationen auf einen stationären Wert von 3 bar.

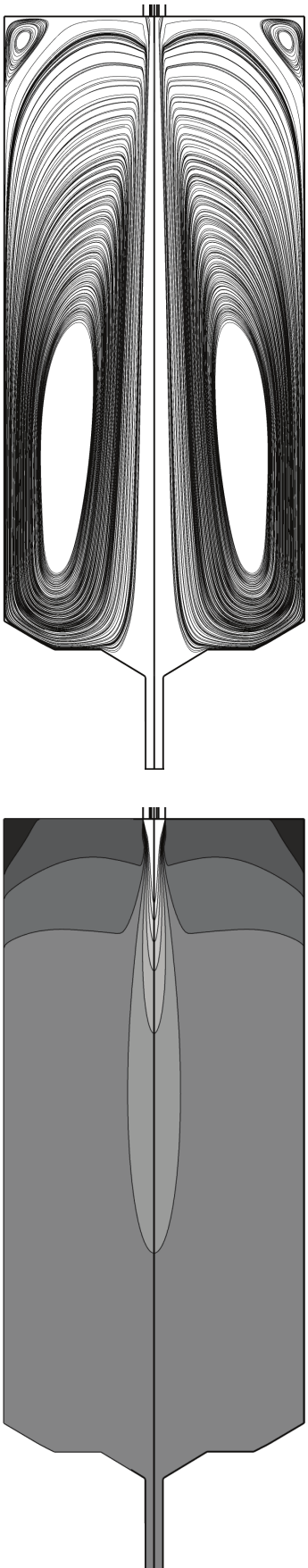
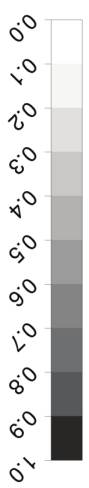
Alle drei Simulationen zeigen den gleichen Druckanstieg. Die Simulation mit Netz 1 ergibt eine höhere Druckspitze und einen etwas schnelleren Druckabfall als die Simulationen mit den feineren Netzen. Das feinste Netz 3 zeigt im Vergleich zur vorherigen Verfeinerungsstufe Netz 2 keine Veränderung im Druckverlauf. Für die Auswertungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird das MOLI Netz 2 verwendet.

### 6.1.2 Abhängigkeit der Rechnung von der Geometrie

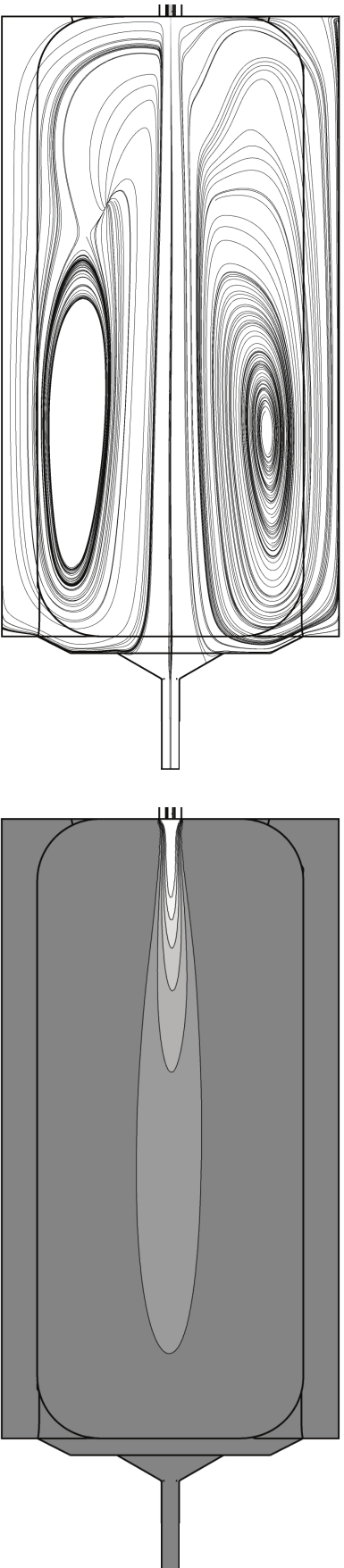
Für die Zündungssimulation ist eine genaue Abbildung der globalen Strömungsentwicklung vor der Zündung notwendig. Der Vorlauf steuert die Treibstoffverteilung und Durchmischung in der Brennkammer und legt damit die Bedingungen zum Zeitpunkt der Zündung fest. Von der Mikrobrennkammer wurden sowohl 2D- als auch 3D-Simulationen angefertigt. Für die 2D-Simulationen müssen Geometrievereinfachungen durchgeführt werden. Diese haben Einfluss auf das Strömungsfeld und die Speziesverteilung in der Brennkammer zum Zeitpunkt der Zündung. Die Simulationsergebnisse werden im Folgenden diskutiert.

Abbildung 6.3 visualisiert die Bedingungen in der Mikrobrennkammer zum Zeitpunkt der Zündung. Der linke Teil zeigt die Strömungsverhältnisse durch Streichlinien auf der Symmetrieebene der Brennkammer. Der rechte Teil bildet die Stickstoffverteilung auf der Symmetrieebene ab. Die oberen Bilder zeigen jeweils die Ergebnisse der 2D-Simulation. Zur besseren Vergleichbarkeit sind diese an der Rotationsachse gespiegelt. Die unteren Bilder zeigen entsprechend die 3D-Ergebnisse.

In der rotationssymmetrischen 2D-Simulation bildet sich ein stabiles Wirbelsys-



(a) 2D-Geometrie



(b) 3D-Geometrie

Abbildung 6.3: Zustand von Strömung und Vermischung zum Zeitpunkt der Zündung bei 2D- und 3D-Rechnungen; links: Strömungsvisualisierung mit Streichlinien auf der Symmetrieebene, rechts: Stickstoffverteilung auf der Symmetrieebene



Tabelle 6.1: ISP-1-Simulationen: Mittlere Massenanteile und ROF-Werte in den 2D- und 3D-Simulationen zum Zündzeitpunkt

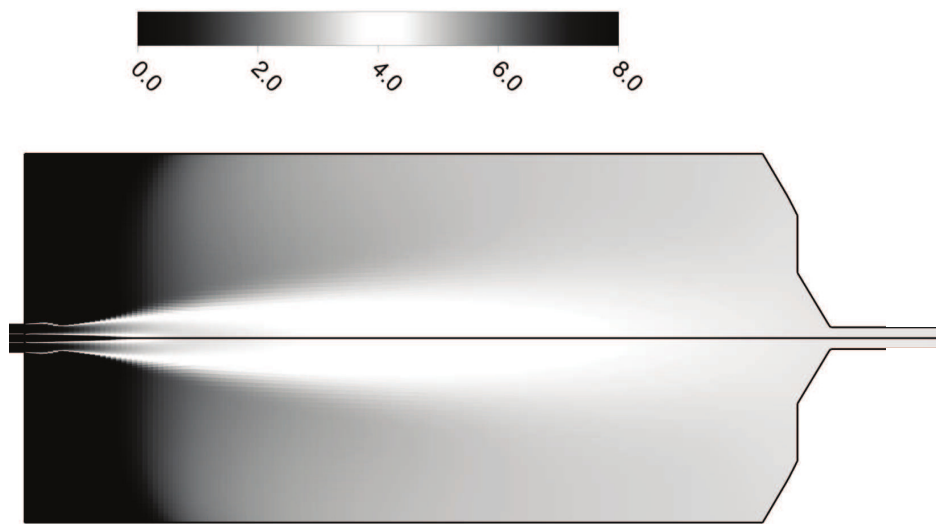
	Sim.	$w_{\text{CH}_4}$	$w_{\text{O}_2}$	$w_{\text{N}_2}$	ROF
Brennkammer	2D	0,11	0,32	0,57	2,9
	3D	0,06	0,30	0,64	5,0
Zündvolumen	2D	0,14	0,47	0,39	3,4
	3D	0,14	0,47	0,39	3,4

tem aus. Ein großes Wirbelgebiet umgibt die zentrale Hauptströmung und füllt einen Großteil des Brennkammervolumens aus. In der äußeren Ecke von Injektorplatte und Brennkammerwand befindet sich ein kleiner Wirbel, der gegenläufig rotiert. Dieses Wirbelsystem ändert sich zeitlich nur geringfügig. Bei der 3D-Simulation existiert ebenfalls ein großes Wirbelgebiet, das die Zentralströmung umgibt. Im Gegensatz zum 2D-Fall ist es aber nicht stabil, sondern verändert sich mit der Zeit. Durch den quadratischen Querschnitt der Brennkammer kann sich kein stabiles Wirbelsystem ausbilden.

Diese Unterschiede beeinflussen das Strömungsverhalten und damit die Durchmischung in der Brennkammer sowie die Treibstoffverteilung. Die Stickstoffverteilung in Abbildung 6.3 rechts zeigt bei der 2D-Simulation, dass in der Nähe der Injektorplatte höhere Konzentrationen an Stickstoff vorhanden sind als stromab in der Brennkammer. Im Bereich des Eckwirbels findet kaum Gasaustausch statt. Hier liegt zum Zündzeitpunkt noch reiner Stickstoff vor. Durch das sich verändernde Wirbelfeld findet in der 3D-Simulation eine bessere Durchmischung der Spezies statt. Der Stickstoff ist im gesamten Brennkammervolumen gleichmäßig verteilt.

Die Betrachtung des Mischungsverhältnisses liefert die gleichen Phänomene. Die Abbildung 6.4 zeigt die ROF-Verteilung auf der Symmetrieebene der Brennkammer zum Zeitpunkt der Zündung. In Abbildung 6.4(a) ist die 2D-Simulation abgebildet, gespiegelt an der Symmetrieachse, Abbildung 6.4(b) zeigt die 3D-Simulation. In der Legende wird der ROF-Bereich 0 – 8 berücksichtigt. Werte außerhalb davon sind als schwarz eingezeichnet. Der stöchiometrische Wert  $\text{ROF} = 4$  ist weiß. Der hier betrachtete ROF-Bereich ist nicht direkt gleichzusetzen mit dem zündfähigen Bereich von Methan/Sauerstoff-Gemischen. Auch Mischungen mit ROF-Werten größer als acht sind zündfähig, werden aber aus Gründen der Übersichtlichkeit in dieser Visualisierung nicht optisch aufgelöst.

Während das Mischungsverhältnis bei der 2D-Simulation nahe der Injektorplatte deutlich vom stöchiometrischen Wert abweicht, zeigt die 3D-Simulation in der kompletten Brennkammer Mischungsverhältnisse nahe des stöchiometrischen Werts.



(a) 2D-Geometrie



(b) 3D-Geometrie

Abbildung 6.4: ISP-1-Simulationen: ROF-Verteilung zum Zeitpunkt der Zündung

Tabelle 6.1 fasst die gemittelten Werte für die Massenanteile der Spezies  $\text{CH}_4$ ,  $\text{O}_2$  und  $\text{N}_2$  sowie das Mischungsverhältnis zusammen. Die Werte werden über ein volumengewichtetes Mittelungsverfahren berechnet [124]. Die Tabelle beinhaltet die gemittelten Werte für das gesamte Brennkammervolumen und für das Zündvolumen.

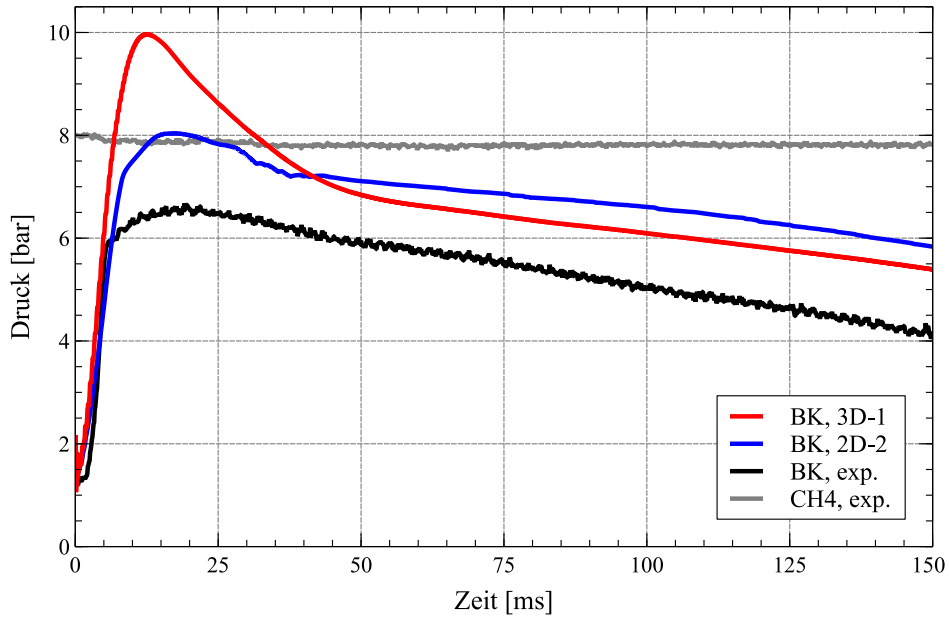
Die Bedingungen in der Brennkammer zeigen deutliche Unterschiede zwischen den Simulationen. Der  $\text{CH}_4$ -Massenanteil in der 2D-Simulation ist höher als in der 3D-Simulation, während der  $\text{O}_2$ -Anteil annähernd gleich ist. Daraus folgt in der 2D-Simulation ein brennstoffreiches globales Mischungsverhältnis. Die 3D-Simulation weist dagegen zum Zeitpunkt der Zündung eine sauerstoffreiche Mischung auf.

Für eine erfolgreiche Zündung ist die Gaszusammensetzung im Zündbereich wichtig. Werden die Massenanteile speziell in diesem Bereich betrachtet, sind die Simulationen sehr ähnlich. Beide zeigen ein Mischungsverhältnis von  $\text{ROF} = 3,4$ . Im Zündbereich herrschen bei beiden Simulationen gute Zündbedingungen. Während sich also das Hauptströmungsgebiet im Zentrum der Brennkammer in beiden Simulationen vergleichbar entwickelt, wird die Strömung in den Außenbereichen von den Geometrievereinfachungen der 2D-Rechnung beeinflusst.

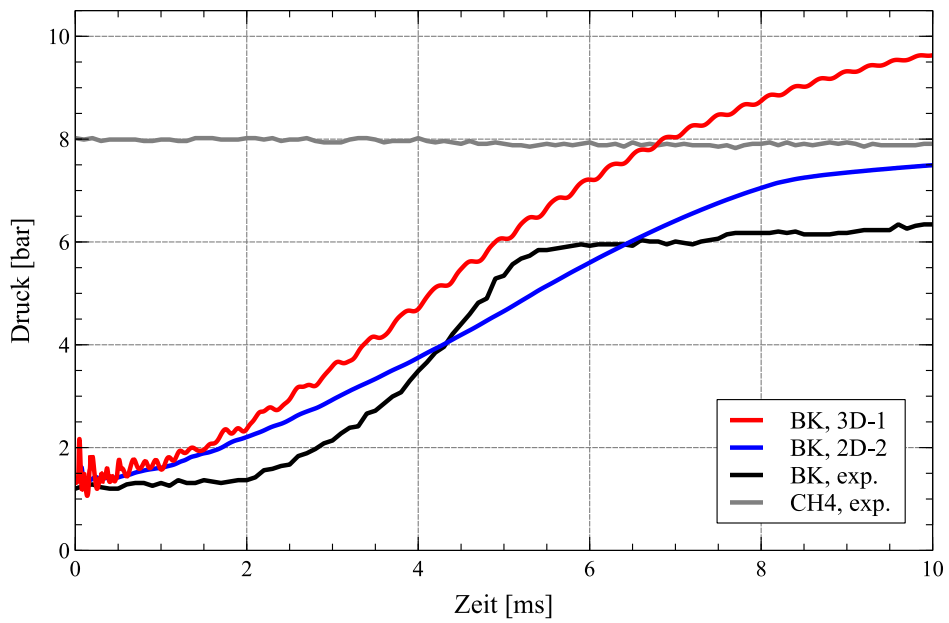
Entscheidend ist jedoch, wie sich die Unterschiede in der Strömung und der Speziesverteilung auf die Flammenausbreitung und damit die Druckentwicklung bei der Zündung auswirken. Die Abbildung 6.5 zeigt die Druckentwicklung der 2D- und 3D-Simulation ab dem Zündpuls. Es werden die Ergebnisse der Simulationen 2D-2 und 3D-1 betrachtet. Die Druckverläufe sowohl der 2D- als auch der 3D-Simulationen zeigen Unterschiede zu den experimentellen Daten. Die Druckspitzen sind deutlich höher als die experimentell gemessene. Die 3D-Rechnung liegt mit einem Druck von 10 bar um 3,7 bar über dem experimentellen Wert. Selbst die 2D-Rechnung ergibt einen um 1,7 bar höheren Wert. Der Brennkammerdruck steigt in den Simulationen bereits direkt nach dem Laserpuls schneller an. Dieser Umstand wird in Abschnitt 6.2.1 eingehend untersucht.

### 6.1.3 Qualitative Einordnung der Strömung in Experiment und Simulation

Der Versuchsaufbau verfügt über keine Messeinrichtung, die quantitative Aussagen über die Strömungseigenschaften in der Brennkammer treffen kann. Die einzigen Informationen über die Strömung sind qualitativ in den Schlierenaufnahmen enthalten. Über Vergleiche der in den Schlierenaufnahmen sichtbaren Strömungsphänomene mit Simulationsergebnissen sind also qualitative Aussagen über die Güte der Strömungssimulation möglich. Für diesen Vergleich wird der RCSLaser-Testfall verwendet. Durch die hohen Injektordrucke stellt sich am Injektorausgang eine schnelle, stark unter-



(a) Brennkammerdruck der Simulationen 2D-2 und 3D-1



(b) Detailansicht von Abbildung 6.5(a)

Abbildung 6.5: Einfluss der Geometrie auf den Brennkammerdruck der ISP-1-Simulationen

expandierte Strömung ein. Diese Strömung erzeugt ein charakteristisches Stoßsystem, das sich in den Schlierenaufnahmen deutlich abzeichnet. Dieses ausgeprägte Stoßsystem bietet einerseits gute Anhaltspunkte für einen Vergleich von Experiment und Simulation, andererseits stellen die hohen Strömungsgeschwindigkeiten eine Herausforderung für die Strömungssimulation dar. Die Ausdehnung und Form des Stoßsystems ist direkt von den Strömungseigenschaften am Injektor abhängig. Über einen Vergleich der Strukturen kann qualitativ eine Aussage über der Qualität der Simulation getroffen werden. In Abbildung 6.6 wird dieser Vergleich anhand von drei Beispielen durchgeführt.

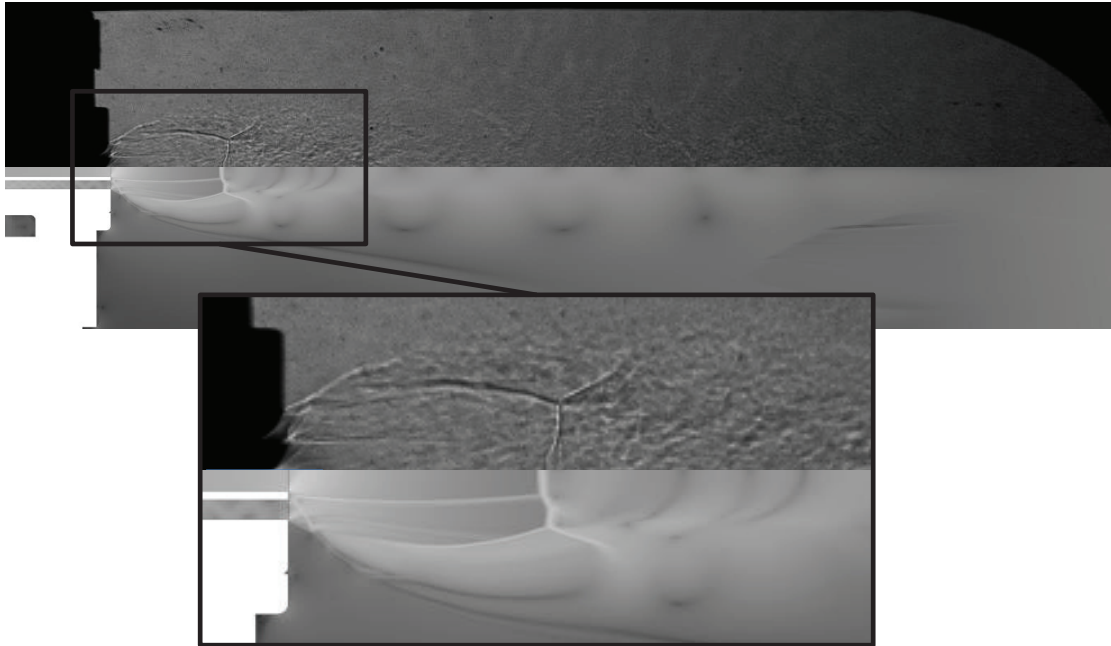
Die Abbildung 6.6(a) zeigt einen Vergleich des Schlierenbilds eines stationären Kaltgasversuchs mit der entsprechenden Simulation. Die obere Hälfte zeigt eine Schlierenaufnahme des Experiments. In der unteren Hälfte wurde aus den Druckgradienten auf der zentralen Symmetrieebene der Simulation ein virtuelles Schlierenbild erzeugt. Die Vergrößerung macht das Stoßsystem am Injektor besser sichtbar. Hier zeigt sich, dass sich in der Simulation dieselben Strukturen ausbilden wie im Experiment. Der Überschallbereich am Injektor und das Stoßsystem haben in beiden Fällen die gleichen Abmessungen. Die axiale Position der Machscheibe ist ebenfalls dieselbe. Sowohl Druck- als auch Geschwindigkeitsverhältnisse werden in der Simulation folglich korrekt abgebildet.

Zur Veranschaulichung der transienten Entwicklung des Strömungsfelds wird in den Abbildungen 6.6(b) und 6.6(c) jeweils eine experimentelle Schlierenaufnahme mit dem korrespondierenden Strömungsfeld der Simulation überlagert. Das Strömungsfeld wird dabei durch Streichlinien auf der Symmetrieebene der Brennkammer dargestellt. Die zentrale Hauptströmung und vor allem das Stoßsystem am Injektor bietet eine gute Orientierung für den Vergleich.

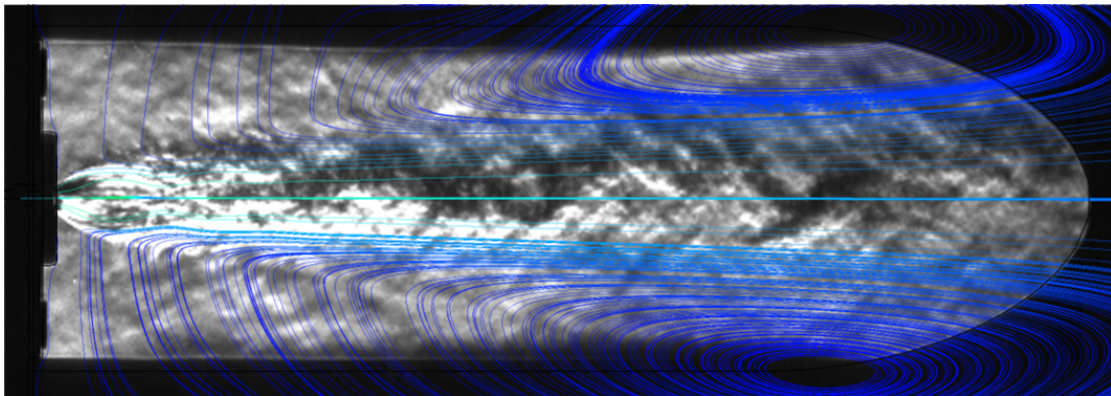
Abbildung 6.6(b) zeigt die Strömung an einem frühen Zeitpunkt des Versuchs bei  $-72,5$  ms. Zu diesem Zeitpunkt ist das Methanventil noch geschlossen. Der Sauerstoffdomdruck erreicht bereits 37 bar, ist aber noch nicht stationär. In der Schlierenaufnahme ist die Einströmung des Sauerstoffs in die Brennkammer sichtbar. Am Injektor existiert bereits ein Überschallbereich mit Stoßsystem. Die Simulation erfasst den Überschallbereich der Strömung nahe des Injektors und bildet auch die sich aufweitende, turbulente Hauptströmung ab.

Kurz vor der Zündung bei  $-0,5$  ms sind beide Treibstoffventile geöffnet. Die Injektordomdrücke haben ihre stationären Werte erreicht. Abbildung 6.6(c) zeigt den gemeinsamen Sauerstoff- und Methanstrom in der Brennkammer. Auch diese komplexen Strömungsvorgänge bildet die Simulation sowohl nahe des Injektors als auch in der Hauptströmung korrekt ab.

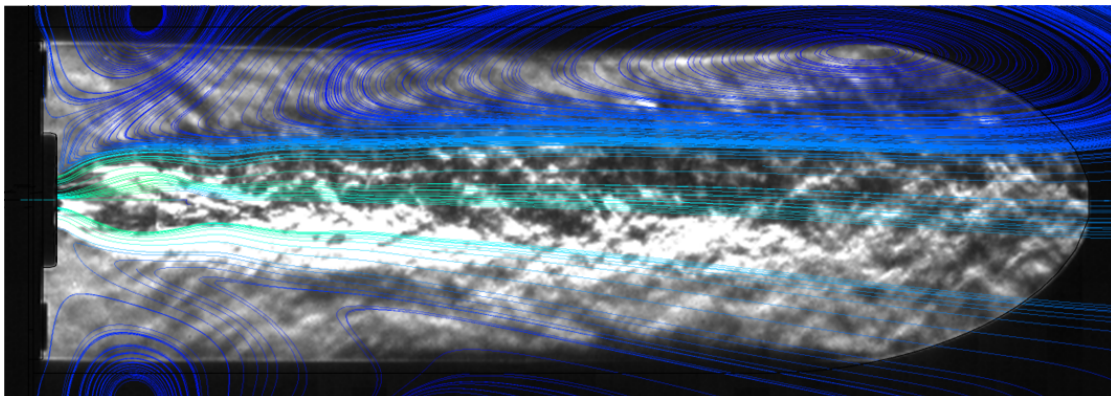
Die Vergleiche ergeben qualitativ eine gute Übereinstimmung der Strömung in Si-



(a) Stoßsystem am Injektor; oben: Experiment, unten: Simulation



(b) Strömung in der Brennkammer,  $t = -72,5$  ms



(c) Strömung in der Brennkammer,  $t = -0,5$  ms

Abbildung 6.6: Vergleich der Strömung in Experiment und Simulation anhand des RCSLaser-Testfalls

mulation und Experiment. Sowohl im stationären Bereich als auch bei der transienten Strömungsentwicklung im Vorlauf des Zündversuchs werden die Strömungsvorgänge korrekt wiedergegeben. Die Simulation ist somit in der Lage, zum Zündzeitpunkt die Strömungsverhältnisse und Speziesverteilung im Brennkammervolumen korrekt abzubilden.

## 6.2 Konsistenz der experimentellen Daten

Die Zündphänomene laufen in einem zeitlich sehr begrenzten Rahmen im Millisekundenbereich ab. Es ist deshalb notwendig, dass die zur Auswertung herangezogenen Messdaten eine ausreichend hohe zeitliche Auflösung und Genauigkeit besitzen. Aus diesem Grund sind einige Messsysteme wie die Temperaturmessung über Thermoelemente und die Massenstrommessung mit Coriolis-Messgeräten zwar prüfstandsseitig verfügbar, liefern für den Zündvorgang jedoch nur begrenzte Informationen. Sie können nicht die benötigte zeitliche Auflösung bereitstellen, um Aussagen über den Zündverlauf zu ermöglichen. Der Versuchsaufbau besteht außerdem aus voneinander unabhängigen Messsystemen, die im Versuch entsprechend genau synchronisiert sein müssen. Der quantitative Abgleich zwischen Simulation und Experiment erfolgt deshalb im Wesentlichen über den Brennkammerdruck, qualitative Vergleiche werden auch mithilfe der optischen Diagnostiksysteme vorgenommen.

### 6.2.1 Statische und dynamische Sensoren

Während bei den ISP-1-Versuchen ausschließlich piezoresistive Drucksensoren verwendet wurden, waren die Brennkammern bei den späteren Kampagnen sowohl mit piezoresistiven als auch piezoelektrischen Drucksensoren ausgestattet. Die Analyse der experimentellen Ergebnisse in Verbindung mit numerischen Simulationen führt zu der Erkenntnis, dass die Druckspitze im Experiment deutlich höher sein muss als es die Druckmessung aufgezeichnet hat [116]. Den ersten Hinweis liefern dazu die numerischen Simulationen, bei denen die Druckspitze ausnahmslos höher liegt als im Experiment gemessen wurde (siehe Abschnitt 6.1.2).

Schlieren- und OH-Aufnahmen ermöglichen die direkte Beobachtung der Strömungsphänomene und der Flammenentwicklung und liefern damit unabhängig von der Druckmessung Informationen über die Vorgänge in der Brennkammer.

## Schlierenaufnahmen

Der Schlierenaufbau macht Dichteunterschiede in der Messstrecke sichtbar. Damit können die Einstrombedingungen am Injektor beobachtet werden. In diesem Abschnitt wird die Methanströmung analysiert. Das Domdruckniveau liegt beim Methan niedriger als beim Sauerstoff, deshalb werden Einflüsse durch den Brennkammerdruck bei der Methanströmung früher und deutlicher sichtbar. Die Druckmessung beim ISP-1-Versuch zeigt eine Druckspitze in der Brennkammer, die niedriger liegt als das Druckniveau der Methanversorgung. Ein Blockieren der Einstromung tritt bei solchen Bedingungen nicht auf.

Die Abbildung 6.7 zeigt eine Abschätzung des Massenstroms im Methaninjektor anhand der experimentellen Druckdaten. Das Diagramm in Abbildung 6.7(a) enthält die normalisierten Werte des berechneten Massenstroms bis 50 ms nach dem Laserpuls. Zum Vergleich zeigt das Diagramm in Abbildung 6.7(b) den Verlauf des Brennkammer- und des Methanvordrucks im Experiment. Zusätzlich ist der Brennkammerdruckverlauf der 3D-Simulation abgebildet.

Die Massenstromwerte werden mit dem gemessenen Brennkammer- und dem Methanvordruck berechnet. Das kritische Druckverhältnis berechnet sich nach Truckenbrodt [99] durch:

$$\frac{p_{bk}}{p_{CH_4}} = \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\left( \frac{\kappa}{\kappa - 1} \right)} \quad (6.1)$$

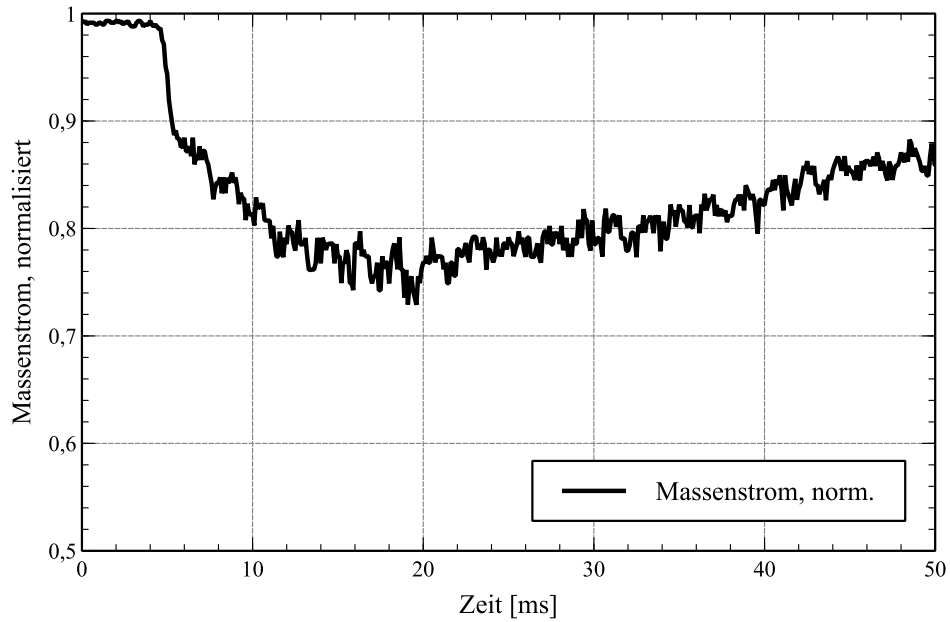
Das kritische Druckverhältnis für Methan mit dem Isentropenexponent  $\kappa = 1,31$  liegt bei 0,54. Das führt zu einem kritischen Brennkammerdruck von  $p_{krit,CH_4} = 4,2$  bar. Dieser Wert wird laut Abbildung 6.7(b) 4,4 ms nach dem Laserpuls erreicht. Davor ist der Methaninjektor blockiert, das heißt es liegt Schallgeschwindigkeit an der Schallblende vor. Der Massenstrom ist im Wesentlichen konstant. Nachdem der Brennkammerdruck den kritischen Druck übersteigt, fällt der Methanmassenstrom auf 75 % des Maximalwerts.

Laut den experimentellen Druckwerten erfährt der Methanmassenstrom also nur eine geringe Absenkung durch den Anstieg des Brennkammerdrucks während der Zündung. Dieser bleibt im gesamten Verlauf deutlich unter dem Methandomdruck.

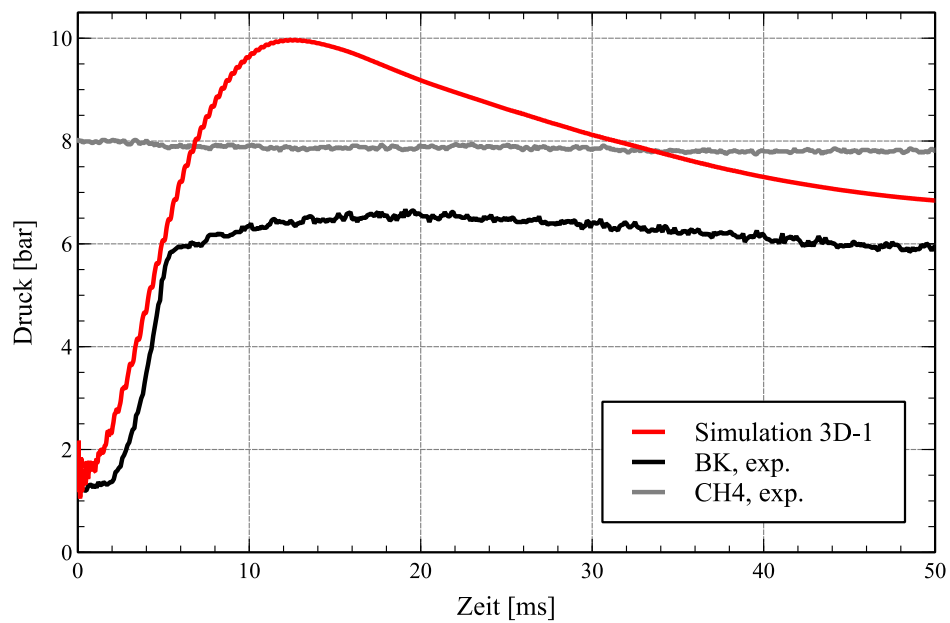
Die Simulation zeigt ein anderes Verhalten. Die Druckspitze bei der 3D-Simulation übersteigt den Methandomdruck um 2 bar. Es kommt daher zum vollständigen Erliegen der Methanströmung in die Brennkammer und zur Rückströmung von Heißgasen aus der Brennkammer in den Injektor.

In Abbildung 6.8 bilden vier Schlierenaufnahmen die Entwicklung der Treibstoffeinstromung in die Brennkammer ab. Der Einfluss des Brennkammerdrucks auf die



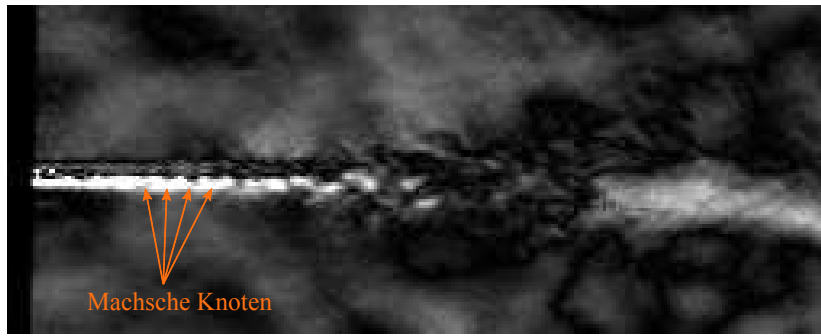


(a) Berechneter  $\text{CH}_4$  Massenstrom, normalisiert mit dem Maximalwert

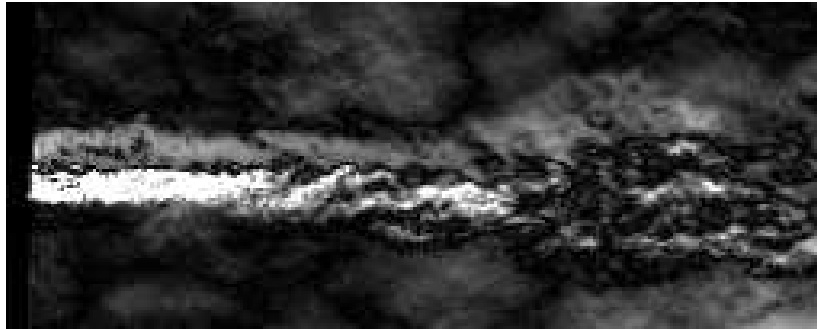


(b) Druckverlauf bei ISP-1, experimentell und numerisch

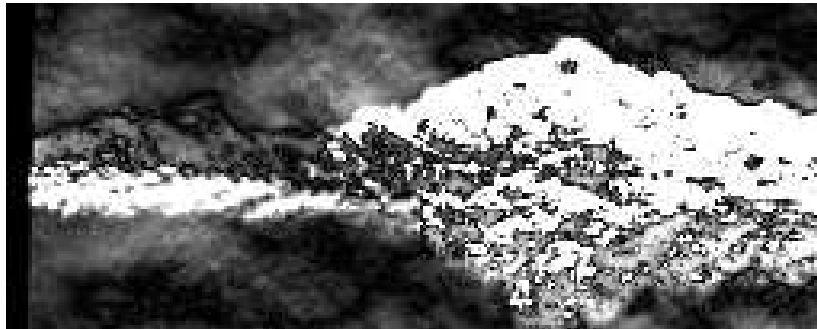
Abbildung 6.7: Berechneter  $\text{CH}_4$  Massenstrom aus experimentellen Daten und Druckverlauf des ISP-1-Versuchs



(a)  $t_a = -46,5$  ms,  $O_2$ -Strömung vor der Zündung



(b)  $t_b = -13,5$  ms,  $O_2$ - und  $CH_4$ -Strömung vor der Zündung



(c)  $t_c = 0,5$  ms,  $O_2$ - und  $CH_4$ -Strömung kurz nach der Zündung



(d)  $t_d = 1,5$  ms, Zusammenbruch der  $CH_4$ -Strömung mit steigendem Brennkammerdruck, zentrale  $O_2$ -Strömung sichtbar

Abbildung 6.8: Detailansicht der  $O_2$ - und  $CH_4$ -Strömung vor und kurz nach der Zündung

Strömungsbedingungen im Injektor kann damit verdeutlicht werden. Die Aufnahmen zeigen die Detailansicht des Einströmbereichs zu vier ausgewählten Zeitpunkten. Die Injektorplatte ist jeweils am linken Rand sichtbar. Der Koaxialinjektor sitzt im Zentrum des sichtbaren Bereichs. Die Auflösung der Bildausschnitte liegt bei  $255 \times 102$  px.

Zur besseren Sichtbarkeit der Einströmphänomene wurden die Bilder in zwei Schritten bearbeitet. Im ersten Schritt wurden Artefakte in der Messstrecke wie Partikel auf den Brennkammerfenstern reduziert. Dazu wurde zunächst ein gemitteltes Bild aus 100 Einzelbildern des Schlierenvideos vor Beginn der Einströmung erstellt. Die Pixelwerte dieses gemittelten Bilds wurden dann von den Bildern subtrahiert und so alle statischen Strukturen entfernt. Im zweiten Schritt wurde die Helligkeit der Bilder gleichmäßig angehoben, um die Sichtbarkeit der Strömungsstrukturen zu verbessern.

Abbildung 6.8(a) zeigt den Sauerstoffstrom aus dem zentralen Injektorröhrchen bei  $t_a = -46,5$  ms. Zu diesem Zeitpunkt ist das Methanventil noch geschlossen, nur Sauerstoff strömt in die Brennkammer ein. Im Zentrum des Sauerstoffstroms sind mehrere Machsche Knoten zu erkennen.

Bei  $t_b = -13,5$  ms sind beide Ventile geöffnet. Der Methanstrom umschließt und verdeckt in Abbildung 6.8(b) den Sauerstoffstrom. Das Hauptströmungsgebiet erscheint deutlich breiter.

Kurz nach der Zündung zum Zeitpunkt  $t_c = 0,5$  ms zeigt Abbildung 6.8(c) auf der linken Seite nach wie vor die komplette Strömungsstruktur, während auf der rechten Seite der sich ausbreitende Flammenkern zu sehen ist.

Mit Ausbreitung der Flamme und steigender Wärmefreisetzung steigt der Druck in der Brennkammer an und beginnt, die Methanströmung in die Brennkammer zu blockieren. Zum Zeitpunkt  $t_d = 1,5$  ms in Abbildung 6.8(d) ist die Methanströmung aus dem Injektor deutlich reduziert. Die den Sauerstoffstrom umgebende Methanströmung ist nicht mehr sichtbar, nur in der Nähe der Injektorplatte sind noch Reste vorhanden. Ohne die Methanströmung tritt der Sauerstoffkern wieder hervor, in dessen Zentrum erneut Machsche Knoten erkennbar sind.

Der Brennkammerdruck ist also hoch genug, um die Methanströmung annähernd zum Erliegen zu bringen. Dagegen zeigt das Vorhandensein der Machschen Knoten im Sauerstoffstrom, dass der Brennkammerdruck zu diesem Zeitpunkt nicht den kritischen Wert für die Sauerstoffeinströmung  $p_{krit,O_2} = 7$  bar erreicht hat. Die Druckmessung in Abbildung 6.7(b) zeigt dagegen zum entsprechenden Zeitpunkt noch keinen sichtbaren Anstieg des Brennkammerdrucks. Da die Massenstromabschätzung in Abbildung 6.7(a) auf dem gemessenen Brennkammerdruck basiert, ist hier zum Zeitpunkt  $t_d$  noch kein Absinken des Methanstroms sichtbar.

## OH-Aufnahmen

Die Abbildung 6.9 zeigt eine Bildsequenz des Zündvorgangs bis 9,6 ms nach dem Laserpuls. Das Zeitintervall zwischen den Einzelbildern beträgt 0,4 ms. Die geringe Helligkeit der OH-Emissionen macht es notwendig, die Helligkeit der Bilder gleichmäßig anzuheben.

Die Sequenz beginnt mit dem Laserpuls im ersten Bild. Die erste Bildreihe zeigt die Ausbreitung des Flammenkerns und den Beginn der Flammenverlöschung, die sich in der zweiten Reihe fortsetzt. Ab 2,8 ms bis 6 ms ist keine OH-Emission sichtbar. Die Wiederzündung der Flamme vom Injektor aus ist bei dieser Auswahl im Bild ab 6,4 ms zu sehen. Die weiteren Bilder zeigen die Entwicklung von der Wiederzündung hin zur stationären Flamme.

Der zeitliche Verlauf der OH-Intensität in Abbildung 6.10 fasst die Flammenentwicklung in einem Diagramm zusammen. Als Maß für die Intensität dient der Helligkeitswert der einzelnen OH-Bilder. Diese Werte werden mit dem höchsten Helligkeitswert in den Aufnahmen normalisiert. Das Diagramm 6.10(a) zeigt die Flammenentwicklung im Zeitraum von 50 ms ab dem Laserpuls, das Diagramm 6.10(b) hebt die Phänomene der Flammenverlöschung und Wiederzündung in den ersten 10 ms hervor. Die Ausbreitung des Flammenkerns nach dem Zündpuls verursacht den Anstieg der Intensität bis zum ersten Maximum bei 1,6 ms. Die Intensität fällt ab, wenn die Flammenverlöschung beginnt. Die Intensitätskurve fällt gleichmäßig bis zum Zeitpunkt von 3,6 – 3,8 ms mit konstanter Rate und erreicht dann ein Plateau auf sehr niedrigem Wert, der von dort langsam weiter sinkt. Die Kurve erreicht ihren niedrigsten Wert zum Zeitpunkt 6,16 ms. Danach steigt die Intensität wieder stark an, wenn sich die Flamme nach der Wiederzündung vom Injektor aus stromabwärts ausbreitet. Der Abfall der Intensität, der nach 40 ms sichtbar wird, ist kein Zeichen von Flammenverlöschung, sondern rührt von einem zunehmenden Beschlagen der Brennkammerfenster her. Dieses Beschlagen findet sich ebenso in den Schlierenaufnahmen wieder.

## Schlussfolgerungen

Die Schlierenaufnahmen ermöglichen die Beobachtung der Sauerstoff- und Methanströmung in die Brennkammer, bis die Heißgase den kompletten Fensterbereich einnehmen und die Einströmung überdecken. Vor der Zündung wird die Entwicklung der Sauerstoffströmung mit Machschen Knoten und später der umhüllende turbulente Methanstrom beobachtet. Nach der Zündung zeigt die Methanströmung bei 1,5 ms einen deutlichen Rückgang der Einströmung. Der umhüllende Methanstrom reduziert sich so weit, dass die zentrale Sauerstoffströmung mit ihren Strömungsstrukturen sichtbar wird.

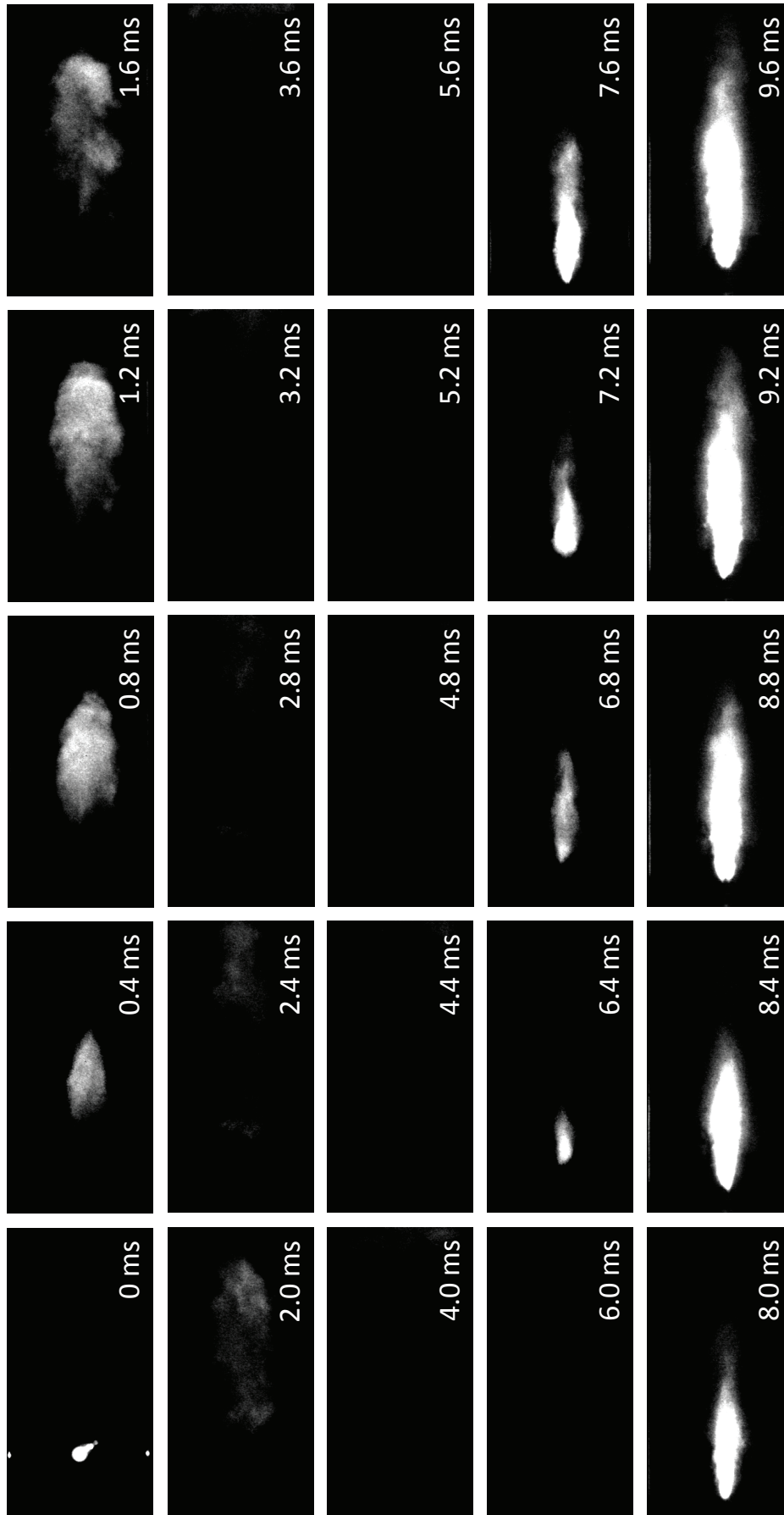
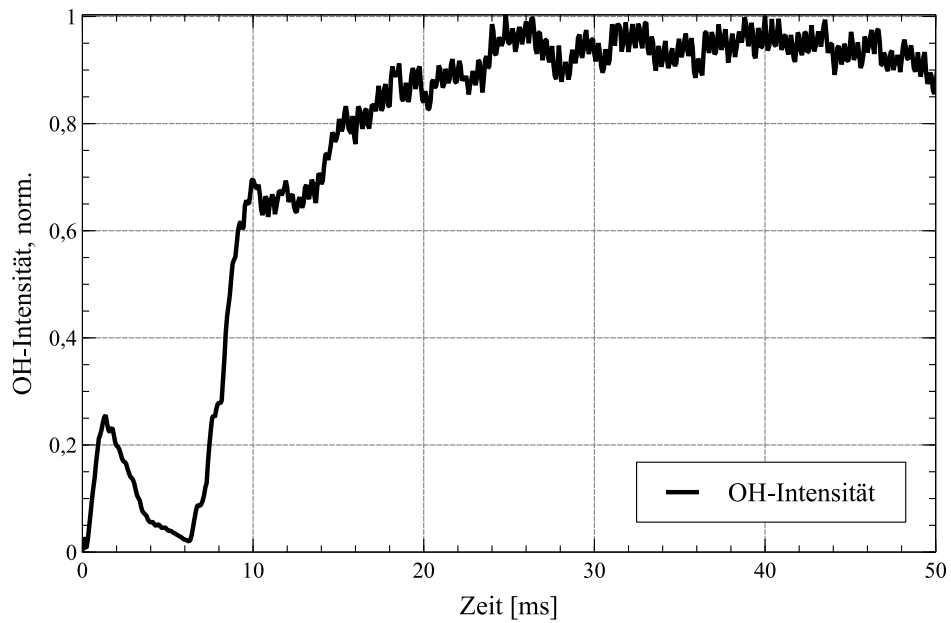
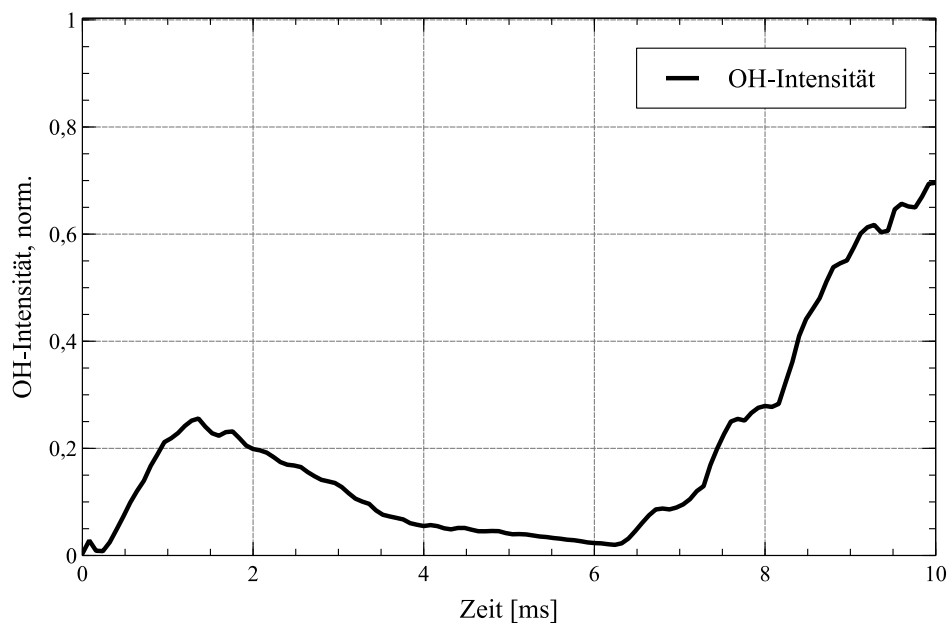


Abbildung 6.9: OH Bildsequenz der Zündung, Flammenverlöschung und Wiederzündung während des Zündprozesses



(a) OH-Intensität, 0 - 50 ms



(b) Detailansicht, 0 - 10 ms

Abbildung 6.10: Zeitlicher Verlauf der OH-Intensität, normalisiert

Die OH-Bildsequenz und der Helligkeitsverlauf zeigen ein Verlöschen der Flamme nach einem Intensitätsmaximum bei 1,6 ms, sowie die Wiederspündung bei 6,16 ms. Dabei entwickelt sich die Flamme ausgehend vom Injektor und breitet sich stromabwärts in der Brennkammer aus.

Im Druckverlauf und der Abschätzung des Methanmassenstroms in Abbildung 6.7 ist keines dieser Phänomene wiederzufinden. Der erste Anstieg des Brennkammerdrucks wird bei 1,7 ms verzeichnet. Der kritische Druck für die Methaneinströmung wird dann bei 4,4 ms erreicht. Von dem Punkt steigt der Druck stetig weiter bis zum Maximalwert bei 18 ms.

Die Druckmessung verzeichnet noch keinen Anstieg des Brennkammerdrucks zu einem Zeitpunkt, als die Schlierenaufnahmen schon einen deutlichen Rückgang der Methanströmung zeigt. Auch die in den OH-Aufnahmen sichtbare Flammenverlöschung beginnt, noch bevor der erste Anstieg des Brennkammerdrucks gemessen wird. Die Wiederspündung ereignet sich schließlich zu einem Zeitpunkt, an dem der Brennkammerdruck über den kritischen Methandruck gestiegen ist und noch weiter ansteigt.

Das in den Schlierenaufnahmen beobachtete Versiegen des Methanstroms bei 1,5 ms nach dem Laserpuls verbunden mit dem in den OH-Aufnahmen beobachteten Verlöschen der Flamme nach 1,6 ms markiert den Beginn des Überdrucks in der Brennkammer bezogen auf den Methanvordruck. Die Wiederspündung der Flamme in den OH-Aufnahmen bei 6,16 ms ermöglicht die Abschätzung des Zeitpunkts, an dem der Brennkammerdruck unter den Methanvordruck fällt. Diese Werte deuten auf einen rapiden Anstieg und Abfall des Brennkammerdrucks hin, was auf eine schnelle Ausbreitung der Flamme nach dem Laserpuls schließen lässt. Obwohl die 3D-Simulationen eine hohe Druckspitze und das Phänomen der Rückströmung von Heißgasen in den Methan-Injektor zeigen, bilden sie diesen rapiden Anstieg und Abfall des Brennkammerdrucks mit entsprechender Flammenausbreitung nicht ab.

Die Ergebnisse aus den Schlieren- und OH-Aufnahmen deuten darauf hin, dass der Druckanstieg in der Brennkammer deutlich schneller verläuft als es die Druckmessung zeigt. Die beobachteten Phänomene der Flammenverlöschung und Wiederspündung zeigen eine hohe Druckspitze an, die zeitweise den Methanstrom in die Brennkammer blockiert. Strömt kein Methan mehr in die Brennkammer, dann verbraucht die Flamme das verbleibende Methan, bis sie schließlich verlöscht. Ohne weitere Wärmefreisetzung durch die Verbrennung fällt der Brennkammerdruck anschließend unter den Methanvordruck ab. Methan kann wieder in die Brennkammer einströmen und der Verbrennungsprozess setzt am Injektor ein, wenn sich das einströmende Methan mit dem heißen, sauerstoffreichen Gasgemisch in der Brennkammer mischt und entzündet.

Da keines der beobachteten Phänomene von der Druckmessung repräsentiert wird,

muss angenommen werden, dass die Druckmessung nicht empfindlich oder schnell genug ist, um die starken Druckänderungen während der Zündung abzubilden. Daraus folgt, dass die Versuche mit der Mikrobrennkammer in der vorliegenden Konfiguration nicht zur Validierung von Simulationsdaten geeignet sind.

### 6.2.2 Synchronität der Messsysteme

Für die Untersuchung des Zündvorgangs und vor allem die Simulation der Laserzündung ist die genaue Kenntnis der zeitlichen Abfolge des Versuchsablaufs unabdingbar. Ein Merkmal der Laserzündung ist die räumlich und zeitlich genau definierte Freisetzung der Zündenergie. Dadurch haben bereits kleine Verschiebungen der zeitlichen Abläufe Einfluss auf den Zündverlauf.

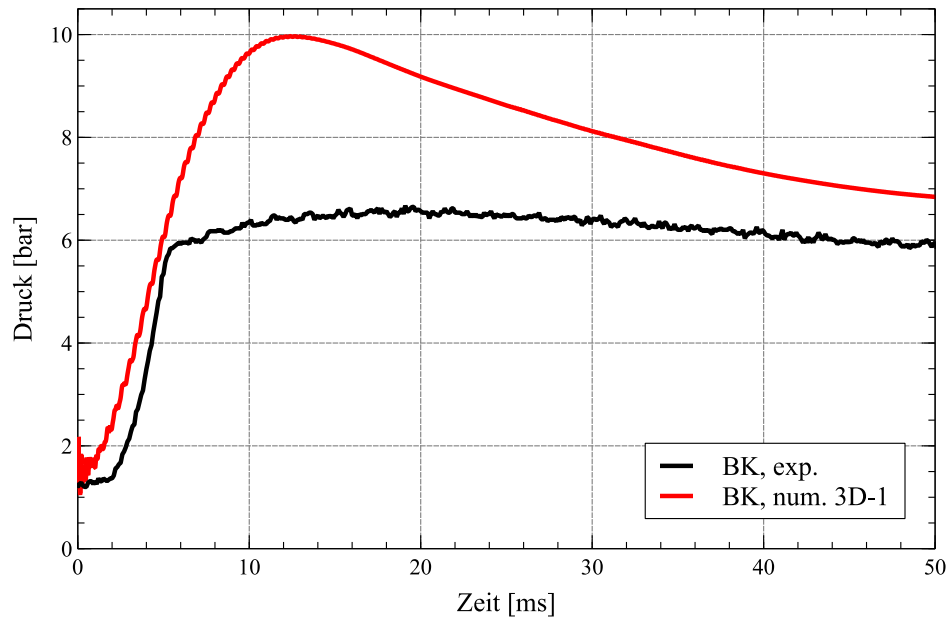
Die Abbildung 6.11 zeigt die numerischen und experimentellen Druckverläufe der ISP-1- und RCSLaser-Versuche. In Abschnitt 4.2.2 wurde bereits angesprochen, dass die RCSLaser-Versuche durchgeführt wurden, nachdem die Schwächen der statischen Druckaufnehmer erkannt worden waren. Die Druckverläufe von ISP-1 sind in Abbildung 6.11(a) dargestellt. Die numerischen Ergebnisse zeigen eine deutlich höhere Druckspitze als im Experiment gemessen worden war und liefern damit einen Hinweis auf nicht berücksichtigte Effekte, wie bereits im Abschnitt 6.2.1 dargelegt wurde.

Die Abbildung 6.11(b) zeigt die experimentellen Druckmessungen mit dem statischen und dynamischen Drucksensor, sowie eine numerische Lösung des RCSLaser-Testfalls. Die Messwerte des dynamischen Sensors unterscheiden sich deutlich von denen des statischen Sensors. Beide Sensoren zeigen einen Verzug im Druckanstieg nach dem Zündpuls bei  $t_{\text{ign}} = 0$  ms. Der Druckanstieg ist beim dynamischen Sensor sehr steil, beim statischen Sensor erwartungsgemäß flacher. Im weiteren Verlauf wird die Temperaturempfindlichkeit des dynamischen Sensors deutlich. Die Messwerte brechen ein und fallen bis auf unphysikalische negative Werte. Da aus den Messdaten nicht abgeleitet werden kann, ab wann der Temperatureinfluss auf den Sensor sichtbar ist, wird nur die ansteigende Flanke als relevant angesehen. Die Höhe der Druckspitze ist beim RCSLaser-Versuch also unbekannt.

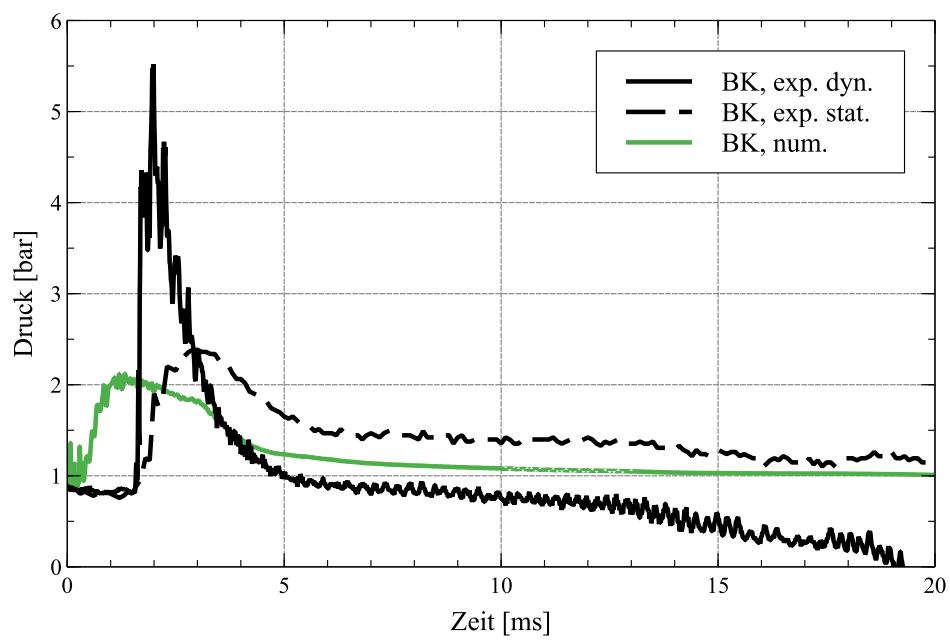
Die Rechnung RCSLaser 1 war die erste Simulation mit den RCSLaser-Daten. Der Druckverlauf unterscheidet sich deutlich von den experimentellen Daten und im Gegensatz zu den Erfahrungen aus den ISP-1-Analysen liegt die Druckspitze niedriger als die des statischen Sensors. Auffällig ist vor allem, dass die in den experimentellen Daten deutlich ausgeprägte Verzugszeit vom Zeitpunkt des Zündpulses zum Druckanstieg in Höhe von 1 bis 1,5 ms in der Simulation nicht auftaucht.

Die Energiefreisetzung der sich entwickelnden Flamme nach dem Zündpuls verursacht den Druckanstieg in der Brennkammer. Abbildung 6.12 stellt die Entwicklung des



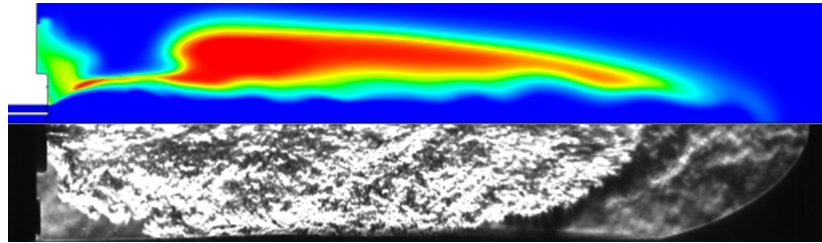
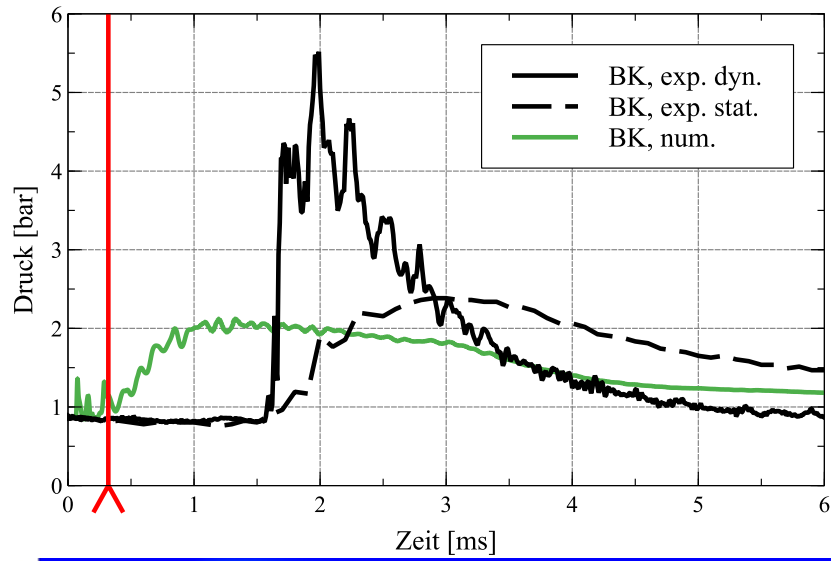


(a) ISP-1

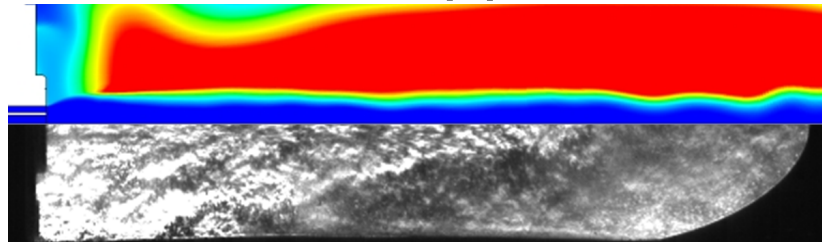
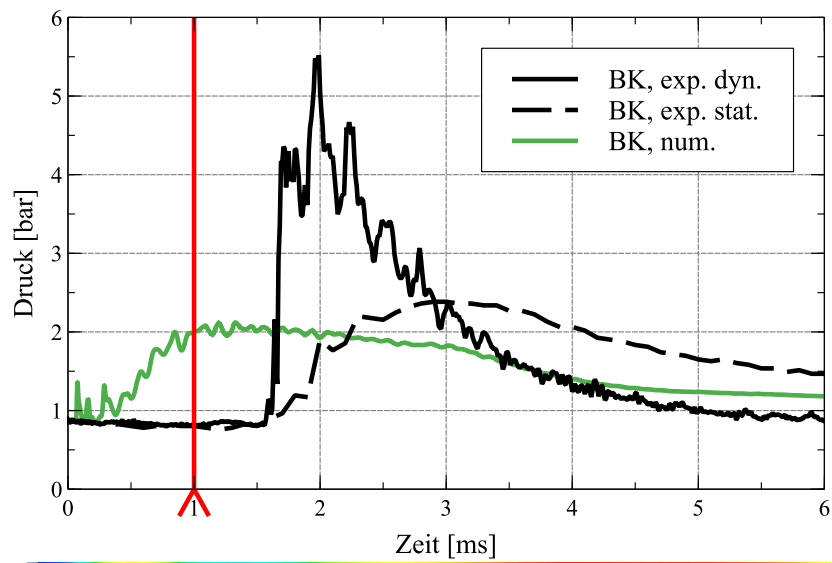


(b) RCSLaser

Abbildung 6.11: Druckverläufe der ISP-1- und RCSLaser-Versuche



(a)  $t = 0,32 \text{ ms}$



(b)  $t = 1,0 \text{ ms}$

Abbildung 6.12: Brennkammerdruck und Flammenentwicklung in Simulation und Experiment

Hochtemperaturbereichs während des Zündvorgangs der Druckentwicklung gegenüber. Das Diagramm zeigt dabei die Messwerte des statischen und dynamischen Sensors, sowie den Brennkammerdruckverlauf der Simulation RCSLaser 1. Der rote Marker im Diagramm kennzeichnet den beobachteten Zeitpunkt. Im Bild darunter wird die Temperaturverteilung auf der Symmetrieebene mit dem entsprechenden Schlierenbild verglichen. Bei  $t = 0,32 \text{ ms}$  in Abbildung 6.12(a) tritt bei der Simulation der erste Druckanstieg auf. Zur gleichen Zeit zeigt die Druckmessung keine Druckerhöhung. Die sich ausbreitende Flamme ist in Simulation und Experiment zu sehen. Der Hochtemperaturbereich ist in der Simulation etwas größer als in der Schlierenaufnahme.

Bei  $t = 1,0 \text{ ms}$  in Abbildung 6.12(b) erreicht die Simulation den höchsten Brennkammerdruck. Die Flamme hat sich in großen Teilen des Brennkammervolumens ausgebreitet, nur im vorderen Bereich der Brennkammer nahe der Injektorplatte sind noch kalte Bereiche vorhanden. Auch die Schlierenaufnahme zeigt eine Flamme, die den gesamten sichtbaren Bereich der Brennkammer einnimmt. Gleichzeitig ist bei der Druckmessung noch immer kein Druckanstieg sichtbar. Der erste Anstieg des Drucks wird erst  $0,5 \text{ ms}$  später gemessen.

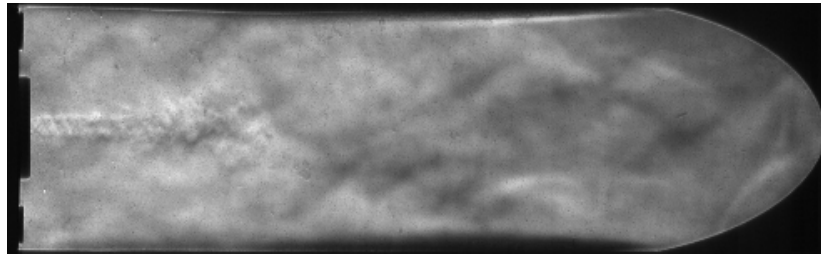
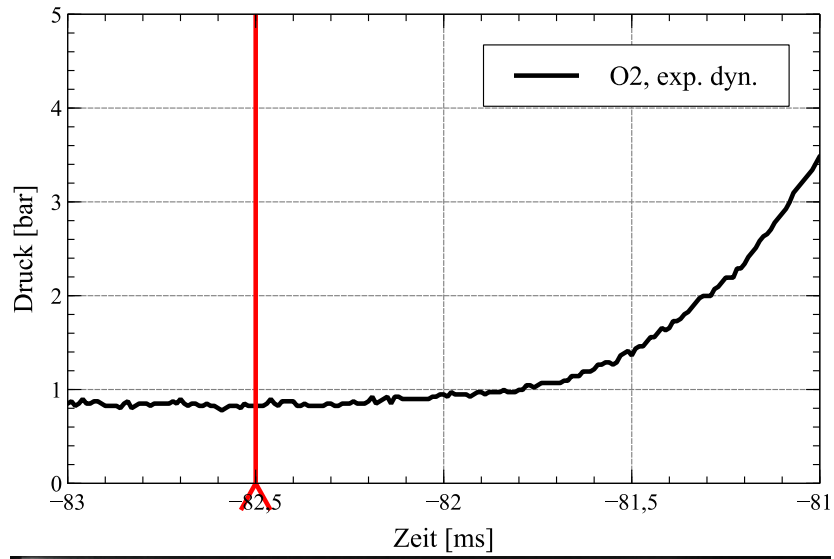
Der experimentelle Druckverlauf stimmt nicht mit den Schlierenaufnahmen überein. Der Vergleich deutet auf eine schlechte Synchronisierung von Druckmessung und Schlierenkamera hin.

Um einen durch die Flamme verursachten Temperatureinfluss auf die Drucksensoren und eine mögliche Fehlinterpretation des Heißgasbereiches in den Schlierenaufnahmen auszuschließen, konzentriert sich die Abbildung 6.13 auf den Beginn des Versuchs. Das Sauerstoffventil wird lange vor dem Methanventil geöffnet. Entsprechend zeigen die Schlierenaufnahmen den Beginn der Sauerstoffeinströmung in die Brennkammer. Im Diagramm ist der Domdruck des Sauerstoffinjektors aufgezeichnet. Der rote Marker kennzeichnet wieder den beobachteten Zeitpunkt.

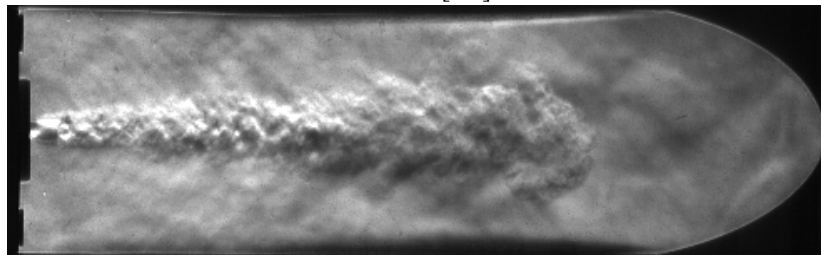
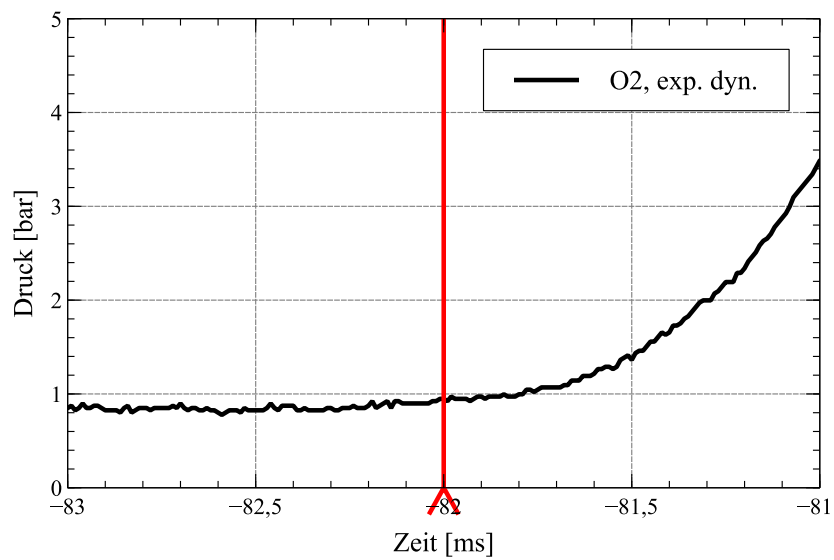
Abbildung 6.13(a) bildet bei  $t = -82,5 \text{ ms}$  den ersten Zeitpunkt ab, an dem eine Einstömung in die Brennkammer sichtbar ist. Beim Domdruck wird zu dieser Zeit kein Druckanstieg gemessen.

Zum Zeitpunkt  $t = -82,0 \text{ ms}$ , also  $0,5 \text{ ms}$  später, ist in der Schlierenaufnahme die Sauerstoffströmung deutlich ausgeprägt. Am Injektor ist die Entwicklung einer Stoßstruktur und damit eine Überschallströmung zu sehen. Die Druckmessung zeigt zu diesem Zeitpunkt allerdings erst eine geringe Druckerhöhung um  $0,2 \text{ bar}$ .

Beide Untersuchungen zeigen eine Diskrepanz zwischen den zeitlichen Verläufen der Druckmessung und charakteristischen Vorgängen in den Schlierenaufnahmen. Diese Diskrepanz betrifft statische und dynamische Drucksensoren. Sowohl die den Verbrennungstemperaturen ausgesetzten Brennkammersensoren sind betroffen, als auch die



(a)  $t = -82,5$  ms



(b)  $t = -82,0$  ms

Abbildung 6.13: Beginn der Sauerstoffeinströmung; Druck im Sauerstoffdom und zugehörige Schlierenaufnahmen

Sensoren in den Injektordomen, die während der gesamten Versuchsdauer bei annähernd Umgebungstemperatur arbeiten. Ein Temperatureinfluss kann also ausgeschlossen werden.

Weitere Untersuchungen des Druckmesssystems identifizierten schließlich einen internen Programmierfehler in der Aufzeichnungssoftware, der einen systematischen Fehler von  $\Delta t = 1 \text{ ms}$  induzierte. In den folgenden Auswertungen ist dieser systematische Fehler korrigiert.

## 6.3 Zündverlauf und Flammenausbreitung

### 6.3.1 Harte und weiche Zündung

Die Begriffe harte Zündung und weiche Zündung sind sehr verbreitet, allerdings existiert keine verbindliche Definition dafür. „Weich“ ist meist synonym für „nicht kritisch für die Hardware“. Eine „harte Zündung“ geht dagegen mit hohen Druck- und Temperaturbelastungen einher, die zu Schäden an Bauteilen führen können. Im Folgenden wird die Flammenausbreitung und Druckentwicklung in der Brennkammer während des Zündvorgangs analysiert und eine Definition vorgenommen, die im Rahmen dieser Arbeit eine Einordnung der Versuche in harte und weiche Zündungen ermöglicht.

Bei der Laserzündung wird die Zündenergie in sehr kurzer Zeit in ein sehr kleines Volumen eingebracht. Dabei entsteht ein Plasmakern, der die chemischen Reaktionen der Verbrennung startet und von dem aus sich schließlich die Flamme ausbreitet. Die Flammenausbreitung lässt sich in drei Phasen aufteilen: Abströmen des Flammenkerns von der Zündposition, Ausbreitung im Brennkammervolumen und explosionsartige Verbrennung. Eine vergleichbare Phaseneinteilung wurde sowohl von Sender et al. [80] für Zündversuche mit gasförmigen Medien als auch von Manfretti et al. [82] für Versuche mit teilweise flüssigen Medien vorgenommen.

In der ersten Phase wird der noch kleine Flammenkern vom Zündpunkt abgetrieben und kann sich nur stromabwärts und quer zur Hauptströmungsrichtung ausbreiten.

Ab einem bestimmten Zeitpunkt breiten sich die Heißgase sowohl stromab- als auch stromaufwärts in der gesamten Brennkammer aus, teilweise unterstützt durch die Rezirkulationszonen außerhalb der Hauptströmung.

Diese Ausbreitung kann sich unter bestimmten Bedingungen zu einer explosionsartigen Verbrennung entwickeln, die mit einer abrupten Energiefreisetzung und einer hohen Druckspitze einhergeht, was im weiteren Verlauf als harte Zündung bezeichnet wird.

Nicht alle Laserzündungen weisen alle drei Phasen auf. Je nach Zündbedingungen sind nur eine oder zwei der Phasen feststellbar. So kann sich die Flamme direkt in der



Brennkammer ausbreiten, ohne zunächst abgetrieben zu werden, oder es entwickelt sich keine explosionsartige Verbrennung.

Die Abbildungen 6.14(a) und 6.14(b) zeigen verschiedene Zündverläufe anhand von Bilderserien der Schlieren- und OH-Aufnahmen der MOLI-Kampagne. Die Bildsequenz verläuft chronologisch von oben nach unten. Die linken Bilder jeder Bildreihe zeigen die Schlierenaufnahmen, rechts sind die passenden OH-Aufnahmen angeordnet. Da die Aufzeichnungsraten der Aufnahmen nicht genau zueinander passen (50000 fps bei Schlieren-, 24000 fps bei OH-Aufnahmen), sind Schlieren- und OH-Aufnahmen nicht perfekt synchron. Jeweils die zeitlich nächstliegende OH-Aufnahme wurde verwendet. Die Helligkeit der OH-Aufnahmen ist angepasst, um auch geringe OH-Emissionen sichtbar zu machen. Dies ist vor allem zu Beginn der Flammenentwicklung notwendig, wenn die Flamme noch schwach ist und die OH-Emissionen entsprechend gering sind. Zur besseren Sichtbarkeit ist das Heißgasgebiet in den Schlierenaufnahmen farblich hervorgehoben. Die Bilderserien zeigen einen Zeitraum von 2 ms, beginnend mit dem Zündzeitpunkt. Zwischen jedem Bildpaar liegen 0,1 ms.

Die Zündung in Abbildung 6.14(a) weist alle drei Phasen auf. Der Zündort ist Zündposition 1, oberhalb der Hauptströmung nahe der Injektorplatte. Er ist in den ersten Bildern rot eingezeichnet. In der Schlierenaufnahme ist das Leuchten des Plasmakerns sichtbar. Im weiteren Verlauf wird der Flammenkern abgetrieben, die Heißgase breiten sich nur stromabwärts aus. Dabei sind die OH-Emissionen zu schwach, um von der Kamera registriert zu werden. Die Flamme wächst schnell und die Heißgase breiten sich im Rezirkulationsgebiet stromaufwärts aus, bis es zu einer explosionsartigen Umsetzung der Treibstoffe kommt. Dies wird in den Aufnahmen als sehr helles Leuchten deutlich.

Dagegen zeigt die weiche Zündung in Abbildung 6.14(b) nur die Phasen 1 und 2. Zündort ist gleich wie im vorigen Versuch an Zündposition 1. Er ist ebenfalls in den ersten Aufnahmen rot eingezeichnet. Auch hier wird der Flammenkern stromabwärts getragen und breitet sich dann weiter aus. Die Heißgase breiten sich im Rezirkulationsgebiet stromaufwärts aus. Ihr Wärmeeintrag und ihr Beitrag zur Vermischung erleichtert die Ausbreitung der Flamme Richtung Injektorplatte. Eine Entwicklung hin zu einer explosionsartigen Verbrennung erfolgt nicht.

Abbildung 6.15 zeigt den Brennkammerdruck der oben beschriebenen Testfälle. Die harte Zündung zeichnet sich durch einen plötzlichen, starken Druckanstieg aus, der bei 0,8 ms in einer Druckspitze von 14,6 bar mündet. Dieser Druckanstieg verursacht eine deutlich ausgeprägte Druckschwingung im Bereich der Druckspitze, die mit fallendem Brennkammerdruck langsam abklingt und deren Wellenlänge der ersten Longitudinalmode der Brennkammer entspricht. Die weiche Zündung zeigt dagegen einen

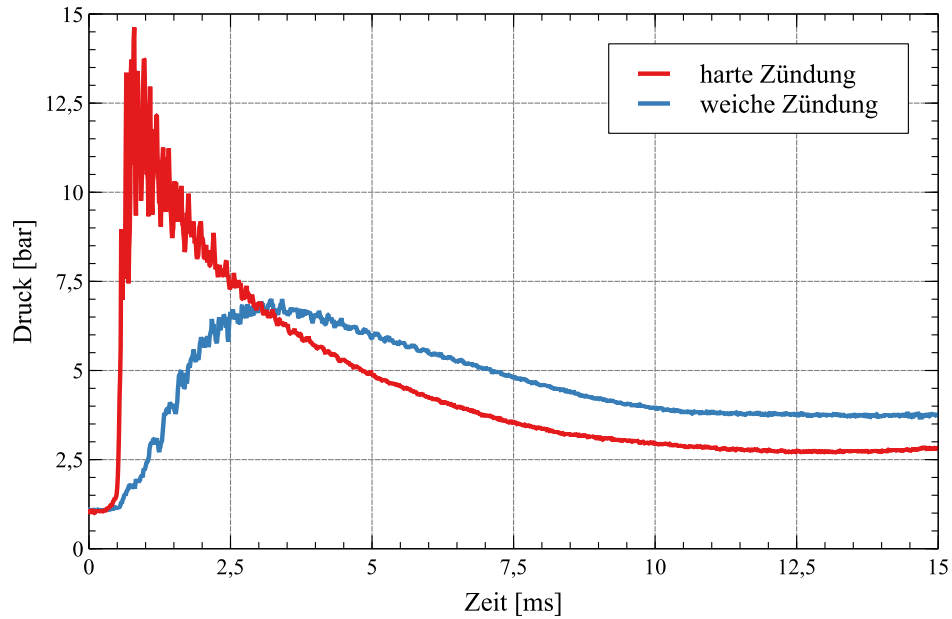


Abbildung 6.15: Druckverlauf harte (MOLI 2) und weiche Zündung (MOLI 3)

wesentlich langsameren Druckanstieg mit einer Druckspitze von 7,0 bar bei 3,2 ms. Dabei treten kaum Druckschwingungen auf. Die weiche Zündung zeigt also ein für das Material deutlich weniger belastendes Verhalten.

Die OH-Aufnahmen bilden die Flammenentwicklung ab. Abbildung 6.16 zeigt den Intensitätsverlauf über die Zeit. Die Intensität wird über die gemittelten Helligkeitswerte der einzelnen OH-Aufnahmen ermittelt. Für eine einfachere Vergleichbarkeit werden die erhaltenen Mittelwerte mit dem Wert eines vollkommen weißen Bildes normiert, was der maximal möglichen Aufnahmeintensität der OH-Kamera entspricht. Das Bild wäre in dem Fall zu 100 % belichtet. Die OH-Intensität zeigt im Wesentlichen den gleichen Verlauf wie die Druckentwicklung. Bei der harten Zündung steigt die OH-Intensität nach einer kleinen Verzugszeit schnell bis zu einem Wert von 0,66 bei 0,78 ms. Sie fällt danach wieder ab, bis bei 11 ms der geringste Wert erreicht wird. Bei der weichen Zündung erreicht die Intensität bei 2,1 ms ihren höchsten Wert, der danach wieder leicht abnimmt, insgesamt aber konstanter bleibt als bei der harten Zündung. Die OH-Intensität deckt sich in beiden Fällen sowohl zeitlich als auch vom qualitativen Verlauf sehr gut mit den Druckaufnahmen. Die in beiden Verläufen sichtbaren Oszillationen der Intensität sind im Wesentlichen keine physikalischen Schwingungen, sondern Helligkeitsschwankungen in den Aufnahmen, hervorgerufen durch die Kameraelektronik.



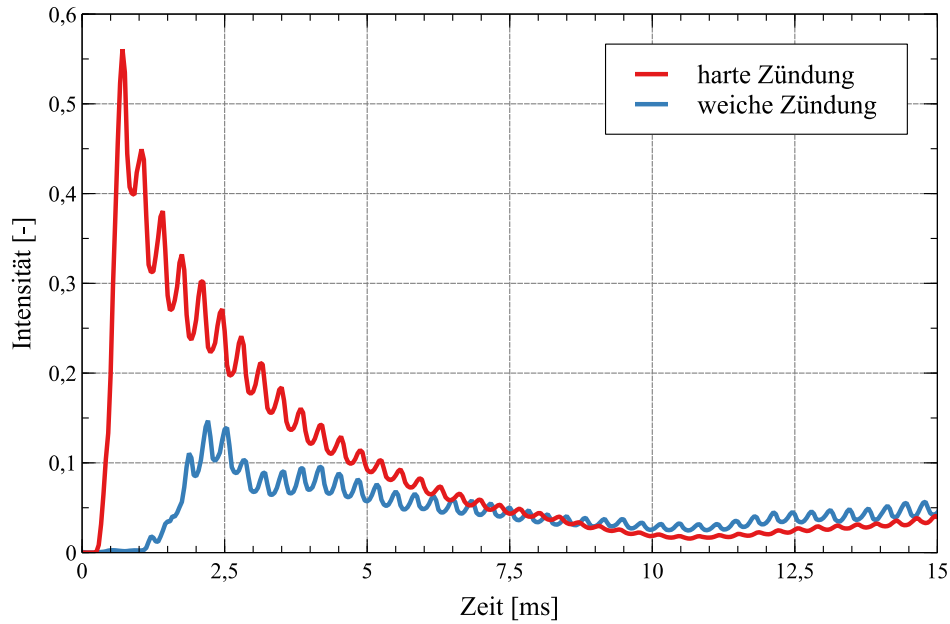


Abbildung 6.16: OH-Intensität bei harter (MOLI 2) und weicher Zündung (MOLI 3)

### 6.3.2 Bedingungen für eine weiche Zündung

In Abschnitt 6.3.1 wurde gezeigt, dass die harte und weiche Zündung mit jeweils unterschiedlichen Arten der Flammenausbreitung einhergeht. Dieser Abschnitt konzentriert sich darauf, welche Parameter den Zündverlauf beeinflussen, um eine weiche Zündung zu erreichen.

Zur Betrachtung der Flammenausbreitung werden ein Testfall der RCSLaser- und zwei Testfälle der MOLI-Kampagne herangezogen. Bei diesen beiden Kampagnen stellen die optischen Messsysteme die notwendige zeitliche Auflösung zur Verfügung, um quantitative Aussagen über die Flammenentwicklung treffen zu können. Zur Auswertung werden die Aufnahmen der Schlieren-Kameras herangezogen. Bei beiden Versuchsreihen beträgt die Aufnahmerate dieser Kameras 50 000 fps. Die OH-Aufnahmen spielen bei der Ermittlung der Flammenausbreitung nur eine untergeordnete Rolle, da die Definition einer Flammenfront durch die geringe Intensität der OH-Emissionen in der entstehenden Flamme und die dadurch notwendige starke Bildverstärkung nicht eindeutig erfolgen kann.

Für einen Vergleich der Flammenausbreitung bei den drei Testfällen wird die axiale Ausbreitung des Heißgasbereichs betrachtet. Die Schlierenaufnahmen bilden die stärksten Dichtegradienten an den Grenzflächen der sich ausbreitenden Flamme, beziehungsweise des dadurch entstehenden Hochtemperaturbereichs, ab. Jeweils die axial am weitesten stromabwärts liegende Position dieser Grenzfläche wird verwendet, um die Fortschrittsgeschwindigkeit zu bestimmen.

Tabelle 6.2: Überblick über die Testfälle der Flammenausbreitungsuntersuchungen

Test- fall	Brenn- kammer	Düsenhals- durch- messer [mm]	Zünd- position [mm]		Ventil- öffnungs- zeitpunkt [ms]		Massen- strom [g/s]	
			X	Y	CH <sub>4</sub>	O <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>	O <sub>2</sub>
A	RCSLaser	26,6	2	7	-7	-82,5	12	37
B	MOLI 5	10	4	6	-14	-77	3	9,2
C	MOLI 3	10	4	2	-33	-31	4,3	12,2

Eine Einschränkung dieser Methode ist, dass das Bild der optischen Messsysteme immer eine Integration der Informationen entlang der Blickrichtung der Kamera ist. Entsprechend ist bei der hier beschriebenen Methode nicht garantiert, dass der Referenzpunkt stets denselben Bereich der Flammenfront nutzt. Demzufolge wird mit diesem Vorgehen nicht die Geschwindigkeit eines konkreten Bereichs der Flammenfront gemessen, sondern im Mittel die Ausbreitung der gesamten Flamme abgebildet.

Um einen besseren Einblick in die Mechanismen der Flammenausbreitung zu bekommen, werden drei Testfälle verglichen. Testfall A ist der RCSLaser-Testfall, der bereits bei Wohllhüter et al. [122] betrachtet wurde. Er wird mit zwei Testfällen aus der MOLI-Kampagne verglichen. Tabelle 6.2 gibt einen Überblick über die Randbedingungen und Eigenschaften der Versuche. Die Testfälle decken einen großen Bereich unterschiedlicher Randbedingungen ab. Gleichzeitig gibt es jeweils zwischen zwei der Testfälle Gemeinsamkeiten. Die Testfälle A und B zeigen die gleiche Vorlauf-Charakteristik mit langem Sauerstoffvorlauf und nur kurzem Methanvorlauf. Die MOLI-Testfälle B und C haben durch die ähnlichen Massenströme vergleichbare Strömungseigenschaften in der Brennkammer.

Zur Einordnung der grundlegenden Eigenschaften werden sowohl experimentelle als auch numerische Ergebnisse herangezogen. Zunächst wird die Flammenausbreitung nach dem Zündpuls betrachtet. Dieser erste Teil konzentriert sich auf experimentelle Daten, im Wesentlichen die Schlierenaufnahmen und Druckdaten.

Im zweiten Schritt werden die Erkenntnisse mit den Strömungsbedingungen und der Speziesverteilung zum Zeitpunkt der Zündung verglichen. Dazu werden Ergebnisse aus den numerischen Untersuchungen verwendet, da zu diesen Variablen keine experimentellen Daten vorliegen.

Die Flammenausbreitung definiert die Druckentwicklung in der Brennkammer. Abbildung 6.17 zeigt die Entwicklung der Flamme in den betrachteten Testfällen durch jeweils drei Schlierenaufnahmen. Zur besseren Sichtbarkeit ist der Heißgasbereich farb-

lich hervorgehoben. Der Fokusbereich des Laserpulses ist bei allen drei Versuchen an Zündposition 1 nahe der Injektorplatte. Die Zündposition ist in den ersten Schlierenaufnahmen farblich markiert.

Im Testfall A breitet sich die Flamme sehr schnell aus. Er zeigt nur die Zündphasen 2 und 3. Es ist keine Abströmung des Flammenkerns zu sehen, die Flamme breitet sich direkt vom Zündpunkt weg in der Brennkammer aus. Während bei 0,1 ms die Flamme oberhalb des Hauptströmungsgebiets noch klein ist, breitet sie sich nach 0,3 ms schon bis über die Hälfte des sichtbaren Bereichs aus. Nach 0,5 ms ist der komplette sichtbare Bereich mit Heißgas ausgefüllt und es gibt keinen Anhaltspunkt für die Flammenfront mehr.

Bei Testfall B verläuft die Flammenausbreitung langsamer, aber grundsätzlich nach dem gleichen Muster wie bei Testfall A mit den Zündphasen 2 und 3. Auch hier beginnt die Flammenentwicklung direkt mit der Ausbreitung oberhalb des Hauptströmungsgebiets. In der Schlierenaufnahme ist der Hochtemperaturbereich der Flamme zunächst nur schwach zu sehen. Nach anfänglich langsamer Ausbreitung beschleunigt die Flamme ihr Wachstum im weiteren Verlauf. Bei 0,5 ms ist eine deutlich ausgeprägte Flamme zu sehen, die sich in alle Richtungen ausbreitet.

Die Flammenausbreitung in Testfall C unterscheidet sich grundlegend von Testfall A und B. Die Flamme zeigt die Zündphasen 1 und 2. Sie breitet sich nicht außerhalb des Hauptströmungsgebiets aus, sondern der Flammenkern wird vom Zündpunkt zunächst in der Scherschicht mit der Strömung stromabwärts getragen. Erst etwa in der Mitte des sichtbaren Bereichs beginnt die Ausbreitung des Heißgases. Während die Heißgase stromaufwärts an dieser axialen Position verharren, breitet sich die Flamme stromabwärts weiter aus. Im späteren Verlauf wandert das Heißgas im Rezirkulationsgebiet stromauf in Richtung Injektorplatte.

Das Diagramm in Abbildung 6.18 veranschaulicht die zeitliche Entwicklung der axialen Flammenausbreitung. Die Flamme in Testfall A breitet sich zunächst mit der turbulenten Flammenfortschrittsgeschwindigkeit von ca. 30 m/s aus, bis nach etwa 0,2 ms die Ausbreitungsgeschwindigkeit stark ansteigt und mit Werten von über 650 m/s Geschwindigkeiten im Überschallbereich erreicht. Das Ergebnis ist die bereits beschriebene harte Zündung mit hoher Druckspitze.

Die Geschwindigkeit bleibt bei Testfall B länger im niedrigen Bereich, aber nach 0,4 ms findet auch hier eine Beschleunigung der Flammenfront statt. Auch hier zeigt sich die Charakteristik einer harten Zündung.

Durch die Ausbreitung der Flamme nur in der Scherschicht ergibt die Auswertemethode bei Testfall C von Beginn an sehr hohe Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten. Das liegt daran, dass die absoluten Geschwindigkeiten bezogen auf das ruhende Sys-

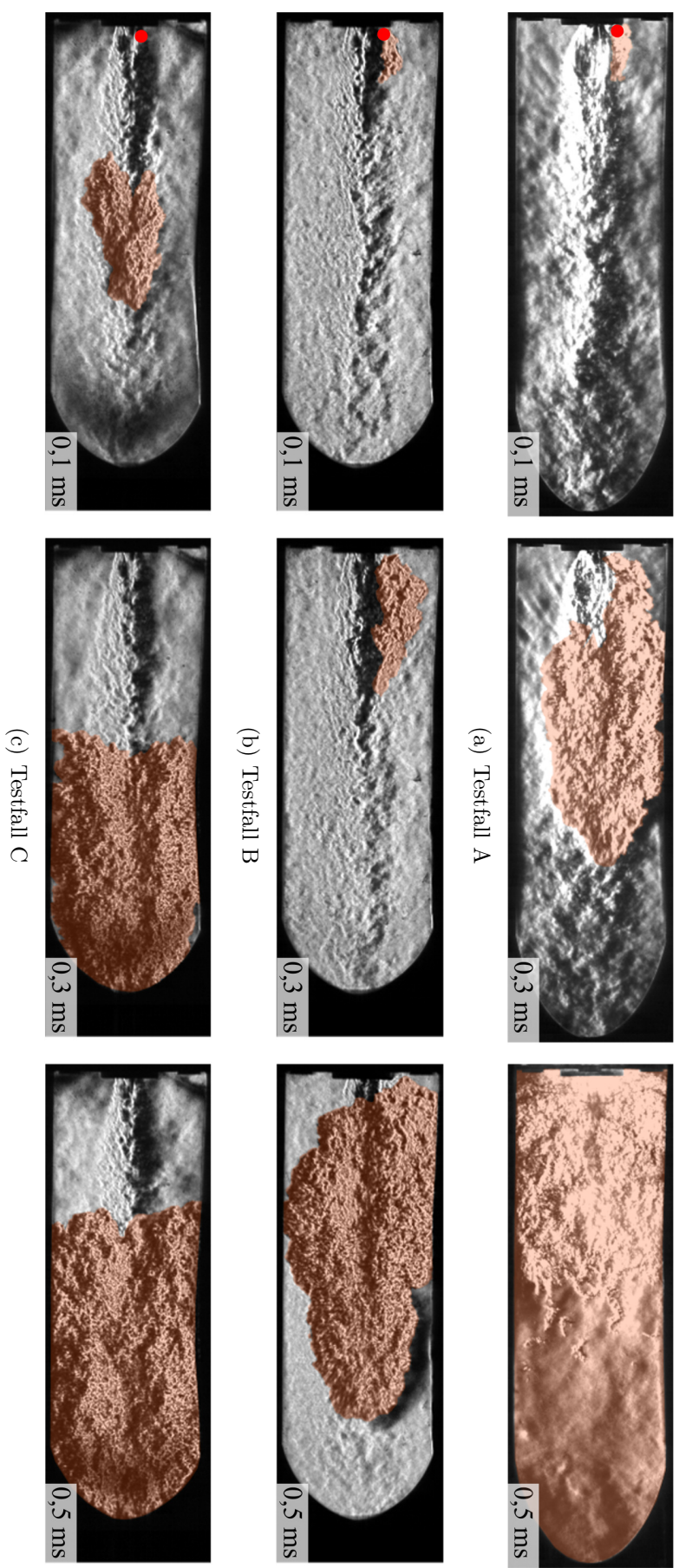


Abbildung 6.17: Flammenausbreitung der drei Testfälle

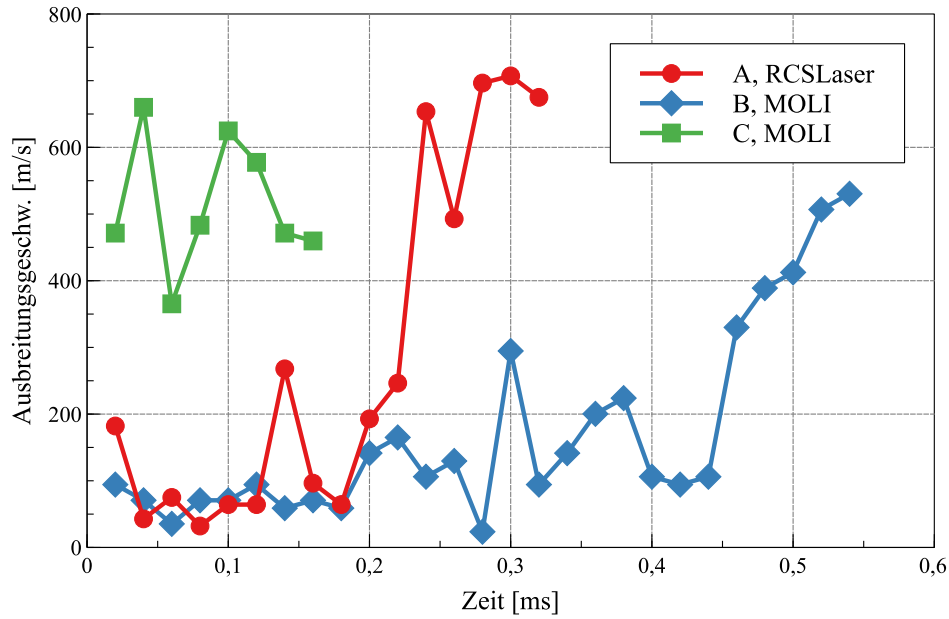


Abbildung 6.18: Zeitliche Entwicklung der axialen Flammenausbreitungsgeschwindigkeit

tem ermittelt werden, nicht die Relativgeschwindigkeiten bezüglich der Strömung. Der Flammenkern wird in der Scherschicht zwischen Sauerstoff und Methan von der schnellen Hauptströmung stromabwärts getragen, bis die Flamme sich in der Brennkammer ausbreiten kann, wie in Abbildung 6.17(c) deutlich wird.

Die Flammenausbreitung, die sich im Endstadium bei den Testfällen A und B hin zu einer Detonation entwickelt, führt zu sehr hohen Druckspitzen während der Zündung. Im Gegensatz dazu erzeugt die vergleichsweise langsame und gleichmäßige Flammenausbreitung im Testfall C eine deutlich niedrigere Druckspitze.

Der Umschlag der Flammenausbreitung hängt dabei nicht in erster Linie von hohen Strömungsgeschwindigkeiten der Hauptströmung ab. Bei Testfall A liegen deutlich höhere Massenströme vor als bei den MOLI-Testfällen, dagegen weist Testfall B die geringsten Massenströme der drei Versuche auf und erfährt ebenfalls eine Beschleunigung der Flammenfront. Testfall C mit höheren Massenströmen als Testfall B zeigt dagegen keine harte Zündung.

Die Testfälle A und B haben beide einen langen Vorlauf mit frühem Öffnen des Sauerstoffventils und spätem Öffnen des Methanventils. Demgegenüber steht Testfall C mit kurzem Vorlauf und gleichzeitiger Öffnung beider Ventile. Die Einflüsse dieser Unterschiede auf die Verhältnisse in der Brennkammer zum Zündzeitpunkt werden mithilfe von numerischen Simulationen beleuchtet, da die Experimente keine Daten zu Strömungsfeld und Speziesverteilung liefern. Die Tabelle 6.3 fasst die globalen Massenanteile für  $\text{CH}_4$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$  und das Mischungsverhältnis ROF zum Zeitpunkt der Zündung

Tabelle 6.3: Über das Brennkammervolumen gemittelte Werte für ROF und Massenanteile von CH<sub>4</sub>, O<sub>2</sub> und N<sub>2</sub> zum Zeitpunkt der Zündung

Testfall	ROF	Massen- anteil CH <sub>4</sub>	Massen- anteil O <sub>2</sub>	Massen- anteil N <sub>2</sub>
A	21,8	0,043	0,936	0,020
B	8,5	0,081	0,693	0,226
C	2,1	0,209	0,439	0,352

für die drei Testfälle zusammen. Die Werte sind dabei über das Brennkammervolumen gemittelt. Da es sich um rein gasförmige Treibstoffe handelt, sind die Dichteunterschiede der verschiedenen Spezies gering. Die Massenanteile sind daher geeignet, die Situation in der Brennkammer wiederzugeben.

Der stöchiometrische Wert des Mischungsverhältnisses für Methan/Sauerstoffgemische liegt bei  $\text{ROF}_{\text{st}} = 4$ . Höhere Werte bedeuten eine magere Mischung mit einem Überschuss an Sauerstoff, niedrigere Werte einen Überschuss an Methan.

Die Testfälle A und B weisen zum Zündzeitpunkt sehr ähnliche Verhältnisse auf. Das Mischungsverhältnis ist in beiden Fällen sehr hoch, der Sauerstoffanteil also sehr groß. Der Methananteil ist dagegen sehr gering, da das Methanventil erst kurz vor der Zündung geöffnet wird. Ein Unterschied zwischen den beiden Testfällen ist der Stickstoffanteil, der vom Spülen der Brennkammer vor dem Test noch vorhanden ist. Während im Testfall A aufgrund der hohen Massenströme der Großteil des Stickstoffs zum Zeitpunkt der Zündung ausgespült ist, befindet sich bei B noch ein signifikanter Massenanteil von 0,226 in der Brennkammer.

Bei Testfall C herrschen zum Zündzeitpunkt völlig andere Verhältnisse. Der Massenanteil des Methans ist vier mal höher als bei den anderen beiden Tests, gleichzeitig ist der Sauerstoffanteil geringer. Das führt zu einem methanreichen Mischungsverhältnis mit einem Wert von  $\text{ROF}_C = 2,1$ . Auch der Stickstoff-Massenanteil ist der höchste der drei Testfälle. Beides korreliert mit der kürzeren Vorlaufzeit.

Die vier Abbildungen unter Abbildung 6.19 zeigen das Mischungsverhältnis sowie die Massenanteile der Hauptspezies CH<sub>4</sub>, O<sub>2</sub> und N<sub>2</sub> zum Zündzeitpunkt auf der zentralen xy-Ebene der Brennkammern. Abbildung 6.19(a) zeigt Konturplots der ROF-Verteilung. Die Farbskala erfasst Werte im Bereich 0–8. Werte höher als 8 werden nicht aufgelöst, die entsprechenden Bereiche sind grün gekennzeichnet. Diese Auswahl wurde getroffen, um Details im Bereich der stöchiometrischen Mischung  $\text{ROF}_{\text{st}} = 4$  sichtbar zu machen. Damit wird keine Aussage über die Zündfähigkeit der Gemische gemacht.

Die Testfälle A und B sind sich hier sehr ähnlich. Eine stöchiometrische Mischung

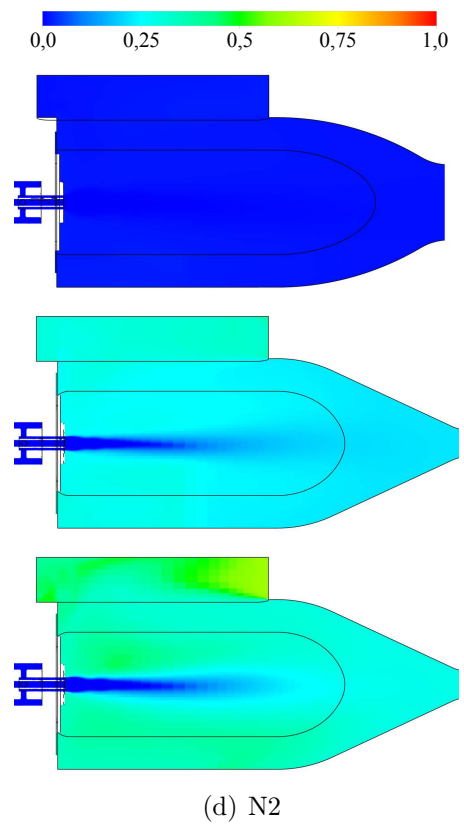
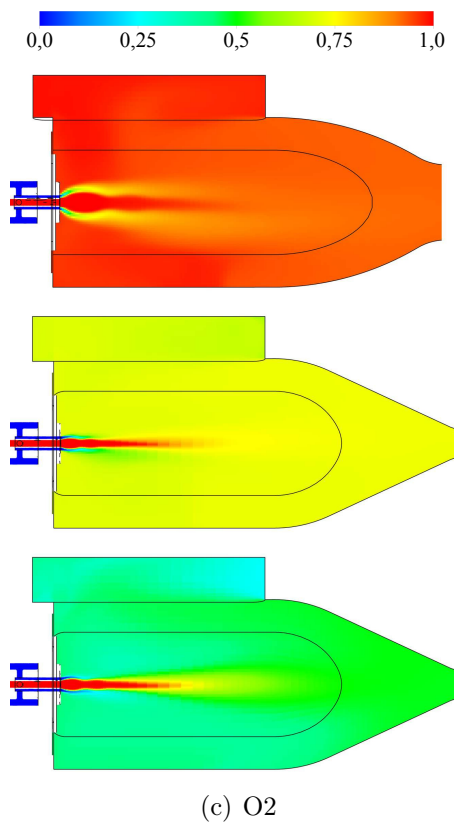
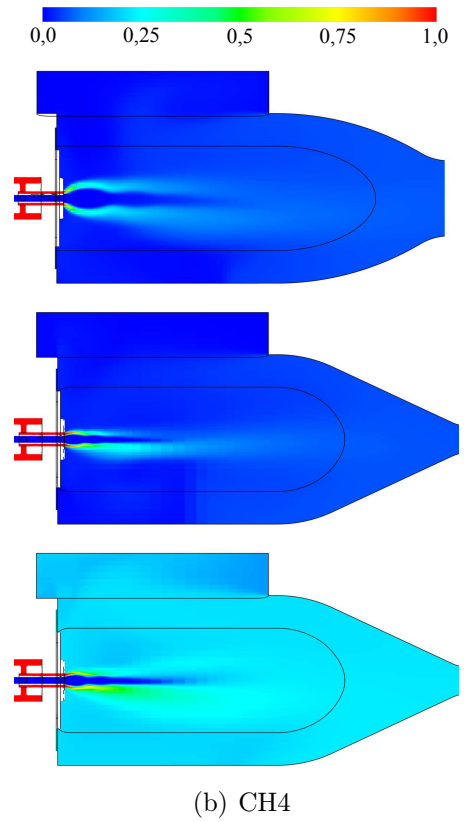
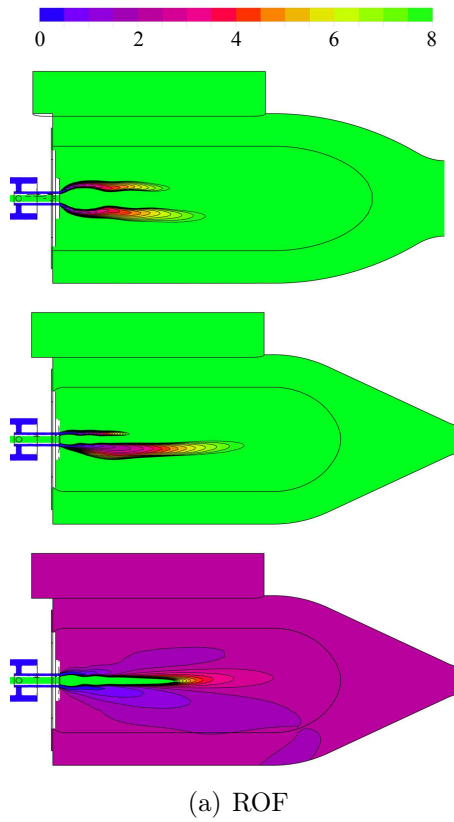


Abbildung 6.19: Mischungsverhältnis und Speziesverteilungen zum Zündzeitpunkt

findet sich nur in der Nähe des Methanhauptstroms, während außen im Rezirkulationsgebiet eine sehr sauerstoffreiche Mischung vorliegt.

Testfall C zeigt die gegenteilige Situation. Das Mischungsverhältnis im Rezirkulationsgebiet ist brennstoffreich. Nahe der Injektorplatte existiert nur in der Scherschicht zwischen dem Sauerstoff- und dem Methanjet ein stöchiometrisches Mischungsverhältnis. Weiter stromab mischt sich der Sauerstoffjet mit dem umgebenden Fluid und erzeugt einen größeren Bereich mit stöchiometrienahem Mischungsverhältnis.

Auch bei der Methanverteilung in Abbildung 6.19(b) sind die Verhältnisse der Testfälle A und B sehr ähnlich. Der Methanjet zeichnet sich deutlich ab, aber in der Rezirkulationszone im äußeren Bereich der Brennkammer ist nur wenig Methan vorhanden. Im Testfall C sind dagegen große Mengen Methan in der Brennkammer vorhanden und auch in den Außenbereichen gut verteilt.

Die Abbildung 6.19(c) zeigt die Sauerstoffverteilung zum Zeitpunkt der Zündung. Bei Testfall A ist die Brennkammer fast komplett mit Sauerstoff gefüllt, nur im stromab liegenden Bereich in Richtung der Düse ist die Menge an Sauerstoff etwas geringer, da sich hier der Methanjet mit den umgebenden Gasen mischt. Im Testfall B ist der Sauerstoffmassenanteil in der Brennkammer insgesamt geringer als bei Testfall A. Der Sauerstoffjet mischt sich im zweiten Teil der Brennkammer gut mit den umgebenden Gasen und erreicht in der Rezirkulationszone einen Wert von 75 %. Bei Testfall C liegt der Wert im konvergenten Bereich der Brennkammer bei 50 %, in den stromaufwärts liegenden Bereichen des Rezirkulationsgebiets noch etwas darunter. Auch hier mischt sich der Sauerstoffjet in der zweiten Hälfte der Brennkammer gut mit den umgebenden Gasen.

Bei der Stickstoffverteilung in Abbildung 6.19(d) zeigen sich deutliche Unterschiede zwischen den Testfällen A und B. Im Testfall A ist der Stickstoff zum Zündzeitpunkt fast komplett aus der Brennkammer gespült. Bei den Testfällen B und C ist jeweils noch Stickstoff von der Brennkammerspülung vor dem Versuch vorhanden. Die Massenanteile sind dabei nahe der Injektorplatte höher als stromabwärts. Der lange Sauerstoffvorlauf und der hohe Sauerstoffdruck ergibt in Testfall A zum Zündzeitpunkt eine hohe Sauerstoffkonzentration, während nur noch geringe Mengen Stickstoff vorhanden sind. Obwohl die Einströmsequenz bei Testfall B mit einem langen Sauerstoffvorlauf dem von Testfall A sehr ähnlich ist, liegt hier durch den deutlich niedrigeren Sauerstoffdruck noch ein hoher Anteil Stickstoff in der Brennkammer vor.

Die Strömungsbedingungen in der Brennkammer und die absolute Menge an brennbaren Treibstoffen haben nur geringen Einfluss auf die Art der Flammenausbreitung während der Zündung. Auch der verbleibende Stickstoffanteil zum Zeitpunkt der Zündung zeigt in den beobachteten Mengen keine signifikante dämpfende Wirkung auf



Tabelle 6.4: ROF und Massenanteile dreier MOLI-Versuche zum Zündzeitpunkt

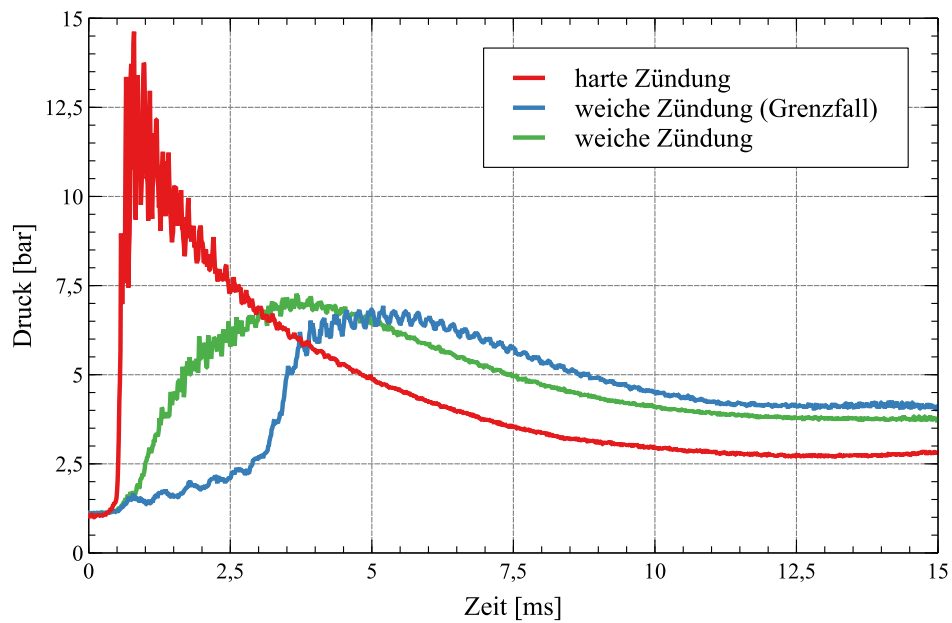
	Zündart	ROF	Massen- anteil CH <sub>4</sub>	Massen- anteil O <sub>2</sub>	Massen- anteil N <sub>2</sub>
MOLI 2	hart	3,0	0,154	0,460	0,386
MOLI 4	weich (Grenzfall)	1,9	0,224	0,432	0,343
MOLI 3	weich	2,1	0,209	0,439	0,352

die Flammenausbreitung. Dagegen deuten die Ergebnisse darauf hin, dass die Flammenausbreitung im Wesentlichen vom Mischungsverhältnis in der Brennkammer abhängt. In früheren Untersuchungen wurden ähnliche Einflüsse beobachtet. Sender et al. [80] stellten fest, dass der Zündverlauf von der Dauer des Sauerstoffvorlaufs vor der Zündung abhängt. Ein langer Vorlauf erhöht die Wahrscheinlichkeit für eine harte Zündung.

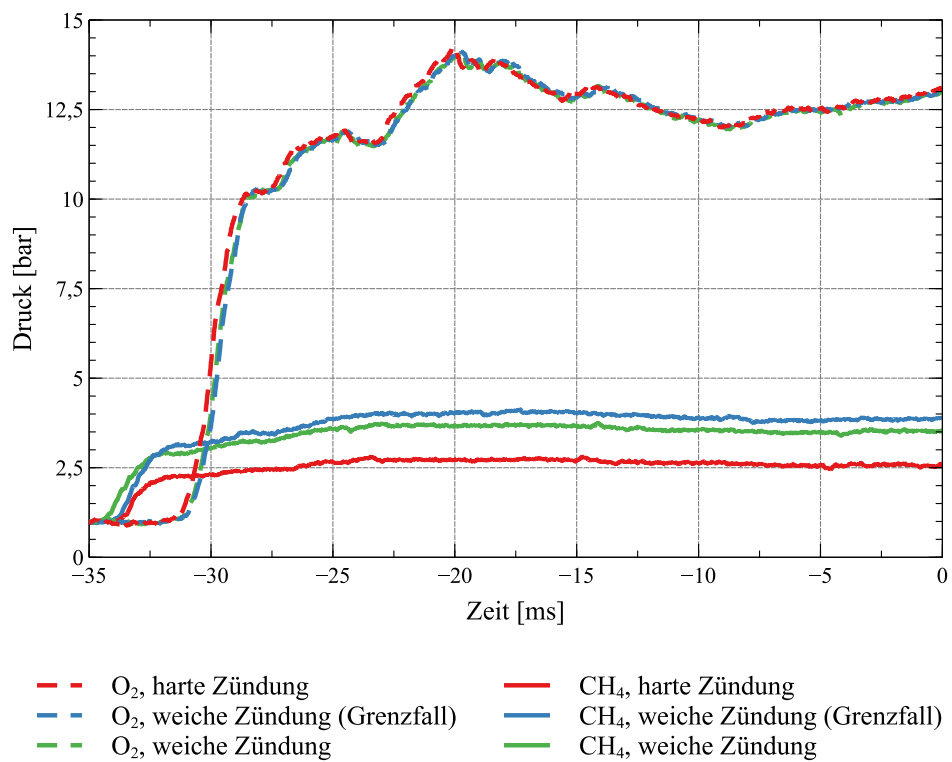
Dass bereits kleine Unterschiede im Zündvorlauf großen Einfluss auf die Art der Zündung haben können, zeigen drei Versuche der MOLI-Kampagne. Abbildung 6.20 zeigt den Brennkammerdruck der Zündung nach dem Zündpuls und die zugehörigen Domdrücke bis zum Zündzeitpunkt. Die Versuche haben die gleiche Zündsequenz und die Sauerstoffeinströmung ist bei allen drei Versuchen identisch. Auch der Druckverlauf im Methandom ist grundsätzlich gleich, aber es werden unterschiedliche Druckniveaus erreicht. Das führt zu unterschiedlichen Mischungsverhältnissen in der Brennkammer zum Zeitpunkt der Zündung. Tabelle 6.4 fasst die Massenanteile und das ROF zum Zündzeitpunkt zusammen. Der geringere Methan-Domdruck führt zum Zündzeitpunkt zu einem 25 % geringeren Anteil an Methan in der Brennkammer. Der Sauerstoffanteil bleibt annähernd gleich, was zu einem vergleichsweise hohen ROF-Wert von 3,0 führt.

Ein niedriger Domdruck führt zu einer harten Zündung, während ein höherer Domdruck, also eine höhere Menge Methan in der Brennkammer, zu einer weichen Zündung führt. Dieser Vergleich zeigt auch die Nähe der weichen Zündung zur Zündgrenze. Ein nur wenig höherer Methan-Domdruck führt zu einer verschleppten Zündung mit sehr langsamem Druckanstieg nach dem Zündpuls und später Druckspitze. Das Mischungsverhältnis in der Brennkammer zum Zeitpunkt der Zündung bestimmt hier den Zündverlauf.

Die Zündgrenzen von Methan-Sauerstoff-Gemischen sind im Dreiecksdiagramm nach Zabetakis [4] in Abbildung 6.21 abgebildet. Die blaue Linie kennzeichnet die obere Zündgrenze, die rote Linie die untere Zündgrenze. Die violette Gerade ist das stöchiometrische Mischungsverhältnis. Zusätzlich sind die MOLI-Versuche anhand des Mischungsverhältnisses in der Brennkammer zum Zündzeitpunkt eingetragen. Blaue



(a) Brennkammerdruck



(b) Domdrücke

Abbildung 6.20: Vergleich dreier MOLI-Versuche mit ähnlichen Vorläufen

Punkte kennzeichnen eine weiche Zündung, rote Punkte eine harte Zündung. Die Mehrzahl der Versuche zeigt eine weiche Zündung. Das liegt an der Ausrichtung der MOLI-Kampagne, experimentelle Daten von weichen Zündungen zu sammeln, um eine Datenbasis für numerische Untersuchungen zu schaffen. Auffällig ist, dass die weichen Zündungen nahe der oberen Zündgrenze liegen. Um Bereiche für weiche und harte Zündungen zu definieren, reichen die vorhandenen Daten nicht aus. Für eine solche Charakterisierung werden mehr Datenpunkte im gesamten Zündbereich benötigt. Es zeigt sich aber, dass die Stöchiometrielinie keine Grenze zwischen den Bereichen bildet. Bei sehr hohem Stickstoffanteil ergibt auch ein stöchiometrisches Methan-Sauerstoffgemisch eine weiche Zündung. Dagegen können auch brennstoffreiche Gemische zu einer harten Zündung führen.

Bei diesen Betrachtungen ist zu beachten, dass für diese Einordnung nur das mittlere Mischungsverhältnis in der Brennkammer zum Zeitpunkt des Zündpulses verwendet wird. Die lokalen Mischungsverhältnisse beispielsweise im Zündbereich können von diesem Mittelwert abweichen.

### 6.3.3 Bedingungen für eine stabile Zündung

Der vorige Abschnitt hat gezeigt, dass eine weiche Zündung nur in der Nähe der oberen Zündgrenze erreicht wird, oder mit einer starken Verdünnung der Treibstoffe in der Brennkammer. Beides verringert die Reaktionsfähigkeit des Gemischs. Für die Verwendung von Methan als Raketentreibstoff muss das Zündverfahren das Treibstoffgemisch zuverlässig zünden. Eine Möglichkeit ist dabei, das Gemisch in der Brennkammer mehr in Richtung Stöchiometrie zu verschieben und die höhere Druckspitze in Kauf zu nehmen. In diesem Abschnitt werden weitere Maßnahmen betrachtet, um die Zündwahrscheinlichkeit zu erhöhen.

In Abschnitt 6.3.2 wurde bei allen drei Testfällen eine Transition der Art der Flammenausbreitung festgestellt. Im Falle einer harten Zündung beschleunigt ab einem bestimmten Punkt die Flamme und wandelt sich von einer Deflagration in eine Detonation. Die Transition erfolgt von Zündphase 2 zu 3. Bei der weichen Zündung erfolgt die Transition von Phase 1 zu 2. Der Flammenkern wird zunächst innerhalb der Scherschicht ohne sichtbare Ausbreitung in der Brennkammer vom Zündort abgetrieben. Erst stromabwärts erfolgt ab einem bestimmten Zeitpunkt die Expansion der Flamme in der Brennkammer.

Die Schlierenbilder in Abbildung 6.22 zeigen jeweils Zeitpunkte kurz nach der Flammentransition. Bei den Testfällen A und B wird eine Beschleunigung der Flammenfront beobachtet. Dabei werden Flammenfrontgeschwindigkeiten im Überschallbereich erreicht. Dies führt zu einer harten Zündung mit hohen Druckspitzen.

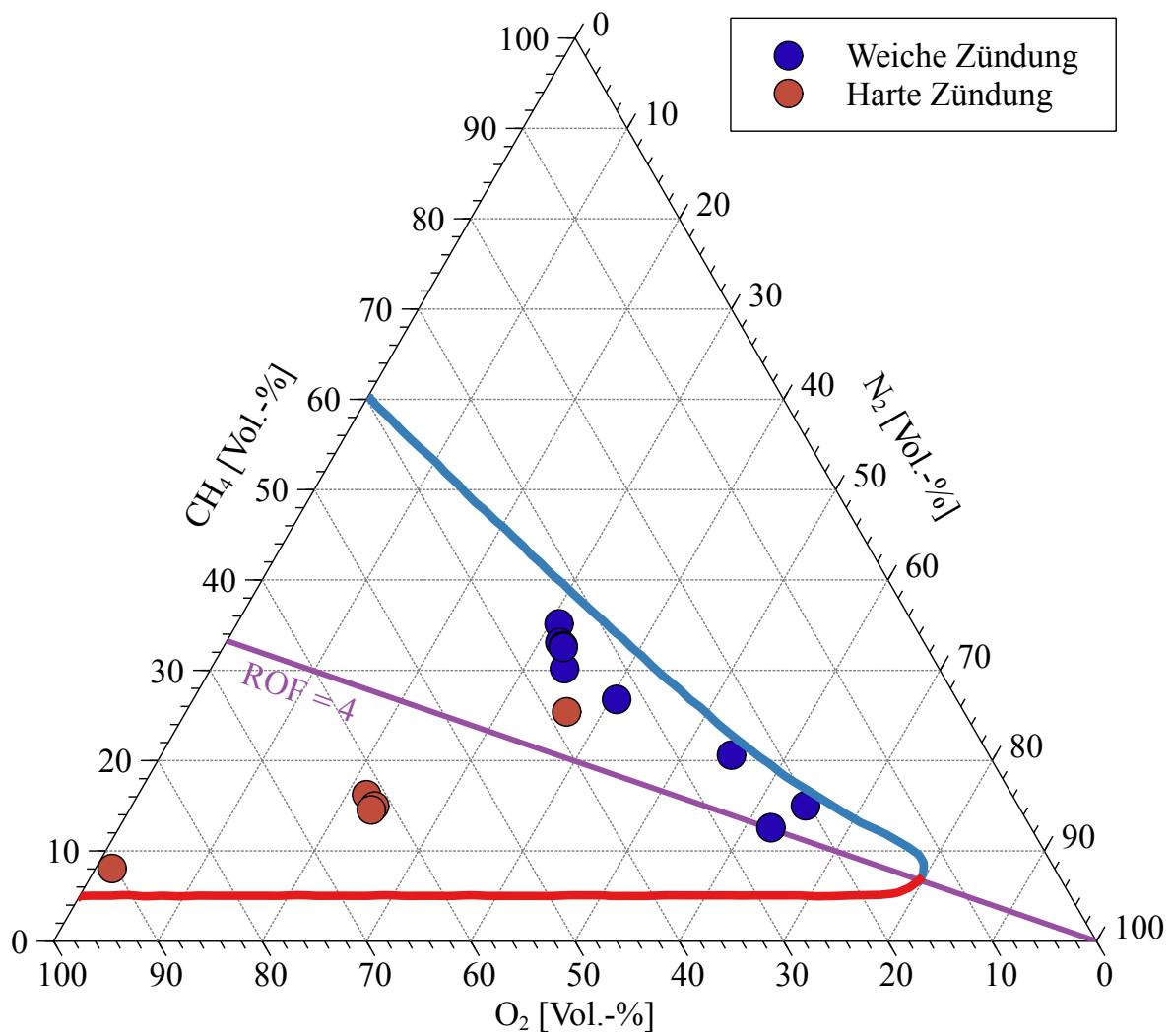


Abbildung 6.21: Zündgrenzen von Methan-Sauerstoff-Gemischen [4]

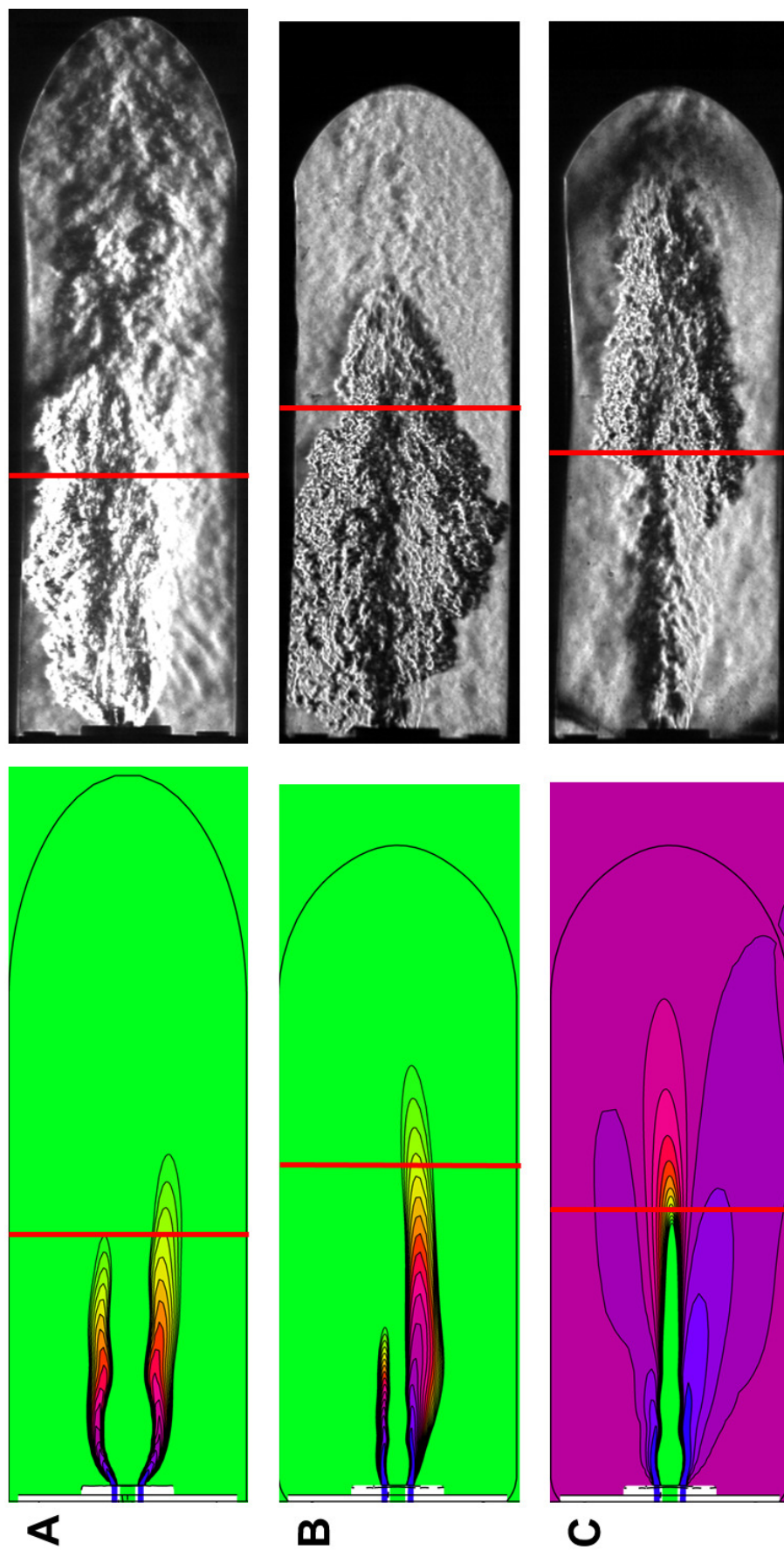


Abbildung 6.22: Transitionsbereich der Flammenausbreitung in Schlierenaufnahmen und der ROF-Verteilung

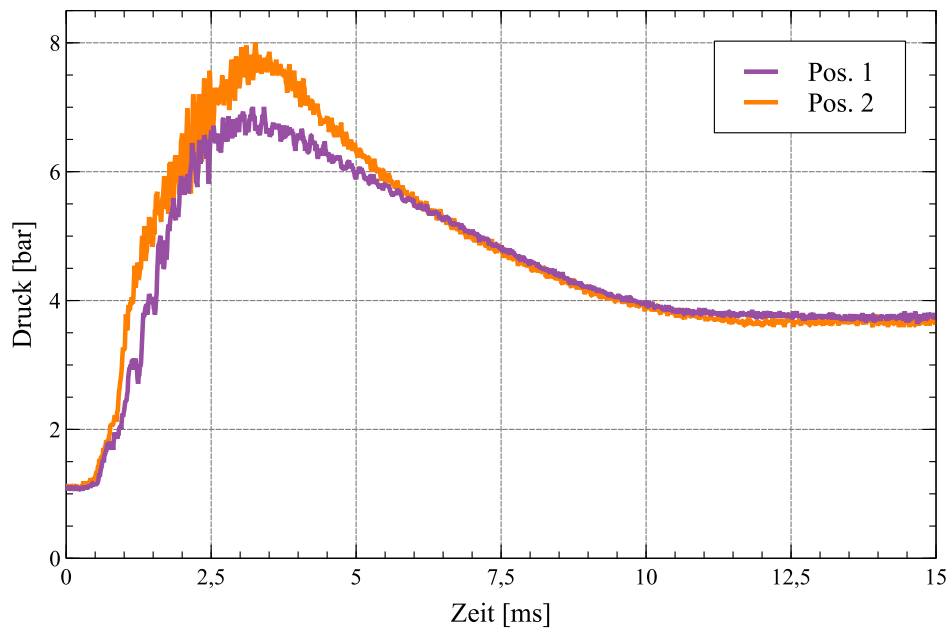
Der Testfall C weist eine andere Art der Flammentransition auf. Während sich die Flamme zunächst nur in der Scherschicht zwischen Sauerstoff- und Methanjet stromabwärts bewegt, dehnt sie sich ab dem Transitionsunkt auch radial im Brennkammervolumen aus.

Obwohl die Randbedingungen der drei Versuche verschieden sind, liegen die Orte der Transition im gleichen Brennkammerbereich. Die axiale Position entspricht in allen drei Fällen dem Bereich, in dem sich die Hauptströmungen von Methan und Sauerstoff in großem Maßstab mit der Umgebung mischen. In diesem Gebiet mit einer großen Menge an gut durchmischten Treibstoffen findet die Flamme gute Bedingungen vor, um sich auszubreiten. Vor allem bei Testfall C sind erst hier die Bedingungen vorhanden, die der Flamme die Ausbreitung auch radial im Brennkammervolumen ermöglichen.

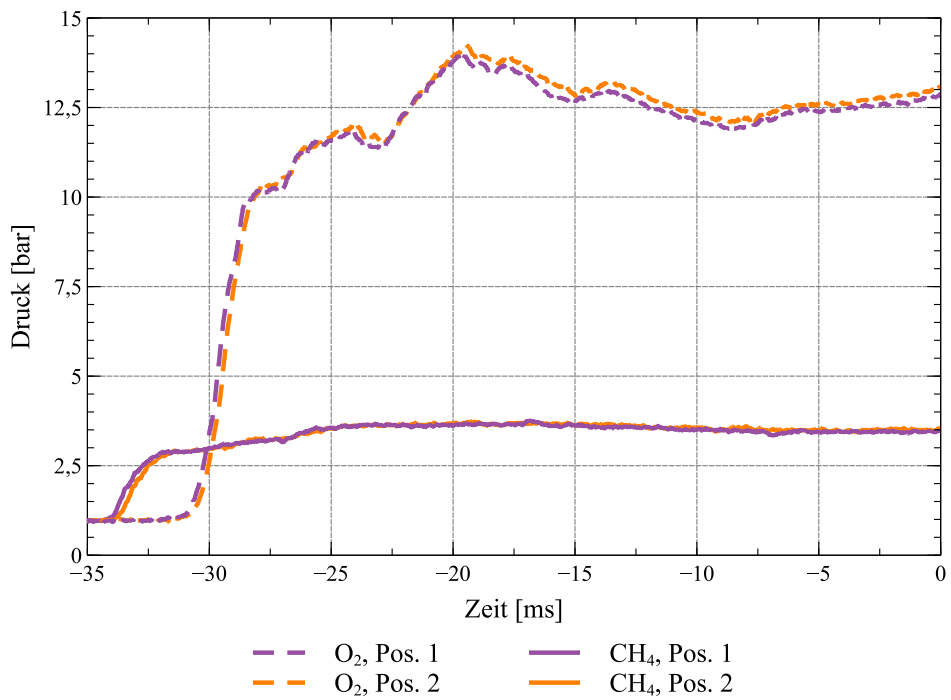
Zwei MOLI-Versuche sind in Abbildung 6.23 zusammengefasst. Beide Versuche haben dieselbe Einströmsequenz mit denselben Druckverläufen von Sauerstoff- und Methandomdruck, wie das Diagramm in 6.23(b) zeigt. Die Verhältnisse in der Brennkammer sind zum Zündzeitpunkt also identisch. Der einzige Unterschied zwischen den Versuchen ist die Zündposition. Diese wurden bereits in Abschnitt 5.4.3 in Tabelle 5.7 beschrieben. Abbildung 6.24 zeigt die Laserpulse an den jeweiligen Zündpositionen im ruhenden Medium mit den resultierenden Druckwellen. Versuch MOLI 3 wird an Pos. 1 nahe der Injektorplatte gezündet, während der Zündpunkt in Versuch MOLI 1 an Pos. 2 stromab in der Brennkammer liegt.

Das Diagramm in Abbildung 6.23(a) zeigt die Druckentwicklung in der Brennkammer ab dem Laserpuls zum Zeitpunkt  $t = 0$  s. Nachdem sich die Drücke in den ersten 1,5 ms noch gleich entwickeln, steigt ab diesem Zeitpunkt der Brennkammerdruck bei MOLI 1 schneller an als bei MOLI 3. MOLI 3 zeigt außerdem einen ungleichmäßigen Druckanstieg. Die Druckspitze liegt bei MOLI 1 mit 6,4 bar um 0,4 bar höher als bei MOLI 3 mit 6,0 bar. Beides weist auf eine schnellere und gleichmäßigere Flammenausbreitung bei Zündung an Zündposition 2 hin. Dasselbe Verhalten zeigen die Flammenausbreitungen der beiden Versuche. Die Abbildungen 6.25(a) und 6.25(b) veranschaulichen die Flammenausbreitung der Versuche mit Schlieren- und OH-Bildpaaren.

Die Aufnahmen sind entsprechend der Beschreibung in Abschnitt 6.3.1 angeordnet. Die Bilderserien verlaufen chronologisch von oben nach unten. In der Reihe sind links die Schlierenaufnahmen und rechts daneben die entsprechenden OH-Aufnahmen abgebildet. Die Bilderserien zeigen einen Zeitraum von 1,5 ms, beginnend mit dem Zündzeitpunkt. Zwischen jedem Bildpaar liegen 0,1 ms. Der Zündpunkt ist jeweils in den ersten Aufnahmen rot markiert. Der Punkt entspricht dabei nur dem Zündort, trifft aber keine Aussage über die Größe des Plasmakerns, der durch den fokussierten Laserpuls erzeugt wird.

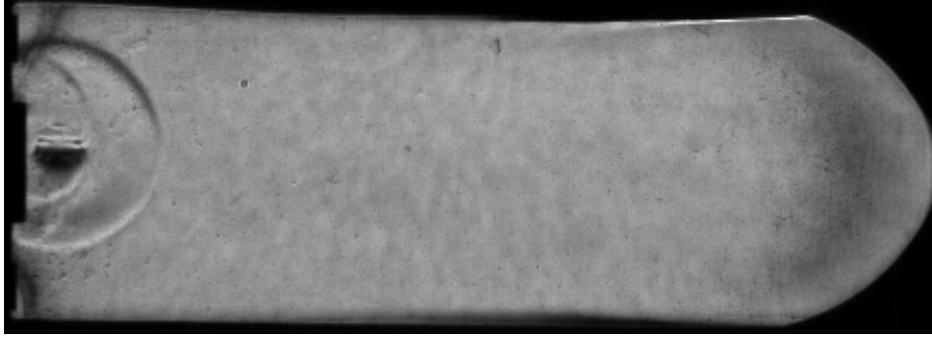


(a) Brennkammerdruck

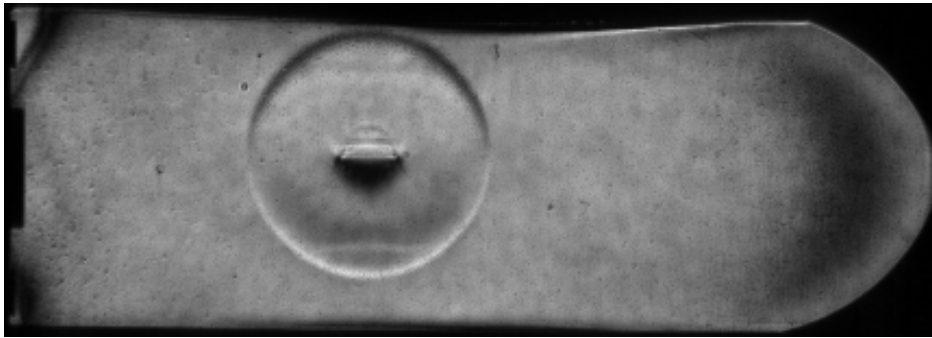


(b) Domdrücke

Abbildung 6.23: Einfluss der Zündposition auf den Zündverlauf (Pos. 1: MOLI 3, Pos. 2: MOLI 1)



(a) Position 1 nahe der Injektorplatte



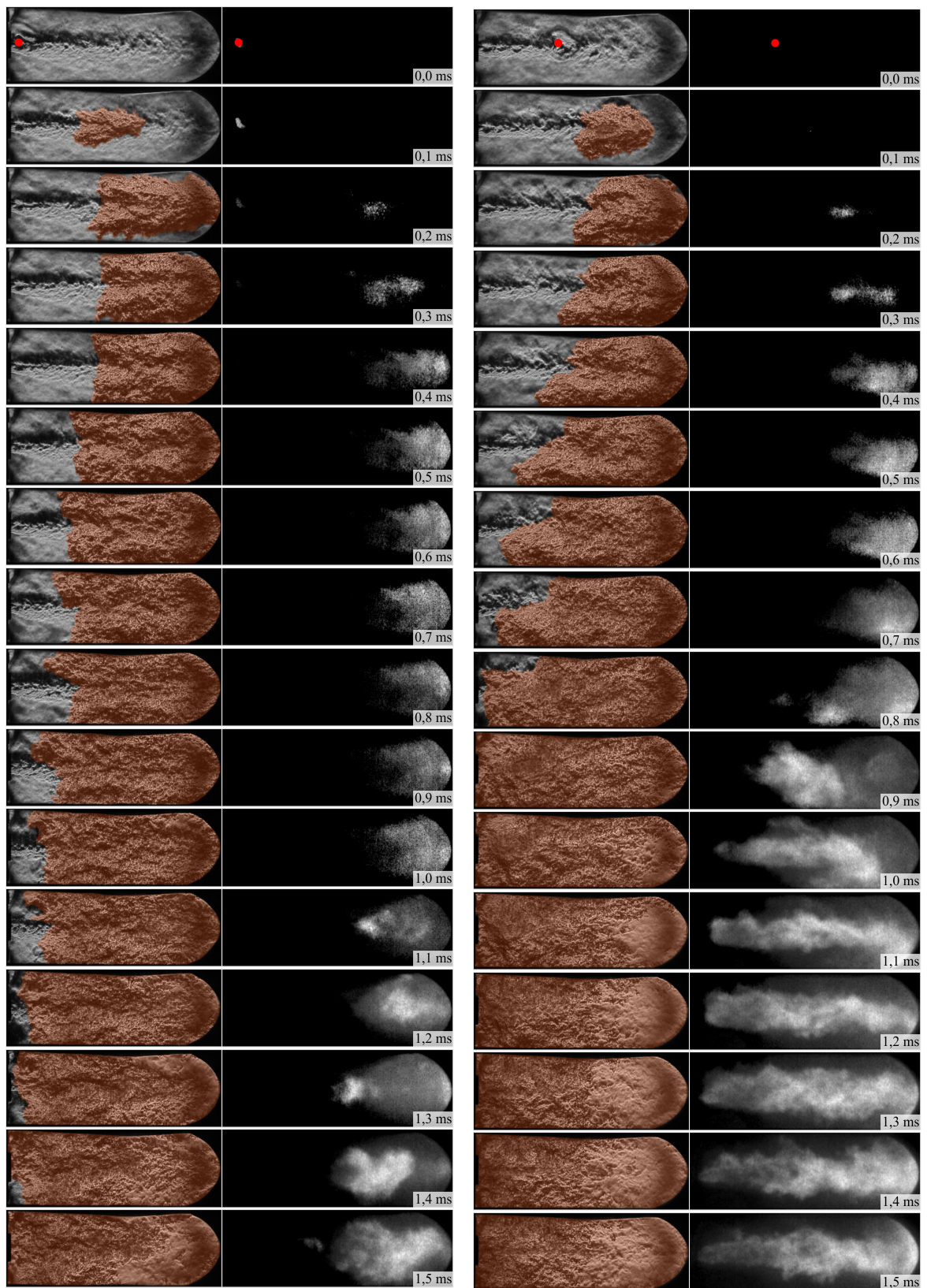
(b) Position 2 stromabwärts im Brennkammervolumen

Abbildung 6.24: Schlierenaufnahmen der Laserpulse an den beiden Zündpositionen der MOLI-Testkampagne

Die OH-Aufnahmen bei 0,1 und 0,2 ms in Abbildung 6.25(a) zeigen ein Nachleuchten nahe des linken Bildrands. Dies ist kein physikalisches Leuchten, sondern eine Überbelichtung der digitalen Kamera durch den hellen Plasmakern. Diese Überbelichtung klingt erst mit der Zeit ab. In Abbildung 6.25(a) wurde der Plasmakern nicht von der OH-Kamera erfasst, entsprechend ist kein vergleichbares Nachleuchten vorhanden. Obwohl die Zündung in Abbildung 6.25(a) nahe der Injektorplatte erfolgt, zeigen die Schlierenaufnahmen bei beiden Versuchen eine Ausbreitung des Heißgasgebiets erst im hinteren Teil der Brennkammer. Mit der Ausbreitung der Heißgase durch das Rezirkulationsgebiet stromaufwärts in Richtung Injektorplatte werden die Unterschiede der beiden Versuche deutlich. Die OH-Aufnahmen zeigen, dass sich bei MOLI 1 die Flamme früh und gleichmäßig stromaufwärts ausbreitet. Sie ist bereits nach etwa 1 ms am Injektor angelangt. Demgegenüber hat die Flamme in MOLI 3 auch nach 1,5 ms die Injektorplatte noch nicht erreicht. Die Ausbreitung stromaufwärts verläuft langsamer und ungleichmäßiger. Bei Zündung an Zündposition 1 wandert der Flammenkern weite Strecken durch die kalte Strömung und gibt einen Teil seiner Energie an das umgebende Gas ab. Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit einer Zündung geringer.

Bereits mehrfach wurde die nicht homogene Durchmischung der Komponenten in der Brennkammer im Verlauf der Einströmung bis zur Zündung angesprochen. In Ab-





(a) Pos. 1; MOLI 3

(b) Pos. 2; MOLI 1

Abbildung 6.25: Einfluss der Zündposition auf den Zündverlauf

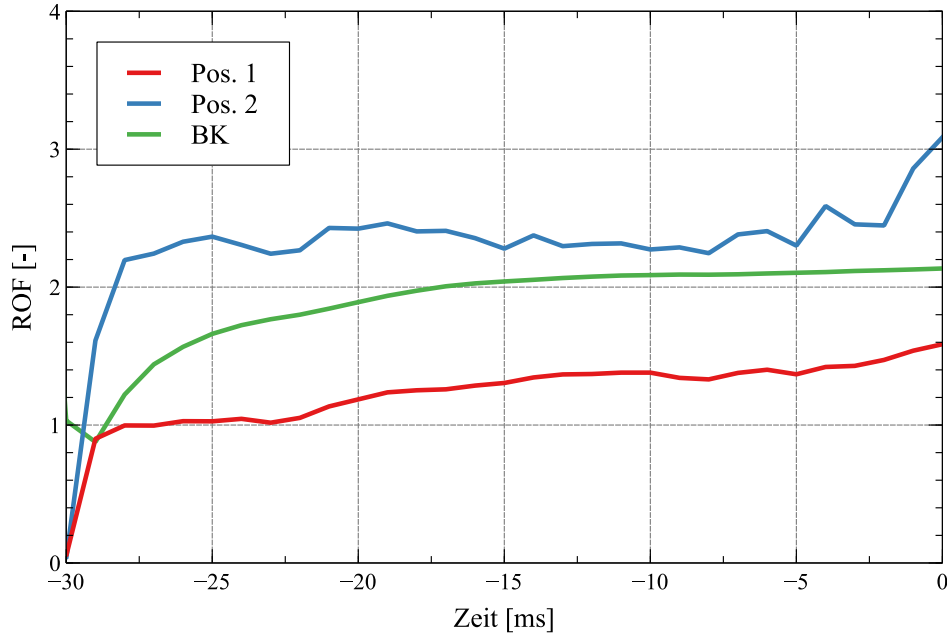


Abbildung 6.26: Entwicklung des Mischungsverhältnisses in der Brennkammer und den beiden Zündbereichen, MOLI 1

schnitt 6.1.2 wird der Einfluss der Rezirkulationszone in der Brennkammer auf die Verteilung und Mischung der Treibstoffe gerade zu Beginn der Einströmung dargestellt. Die Schlierenaufnahmen zeigen das nur andeutungsweise, da nur ein Teil des Brennkammervolumens im Bereich der Fensteröffnungen liegt. Das Diagramm in Abbildung 6.26 beschreibt die numerische Entwicklung des Mischungsverhältnisses in den Zündbereichen an beiden Positionen am Beispiel des Vorlaufs von MOLI 1. Der gemittelte Wert über das gesamte Brennkammervolumen ist als Vergleichswert mit abgebildet. Zu Beginn der Simulation sind sowohl die Brennkammer als auch die Injektordome mit Stickstoff gefüllt. Die Berechnung des Mischungsverhältnisses ergibt erst dann realistische Werte, wenn die Treibstoffe die Brennkammer erreichen. Das ist hier erst ab ca.  $-30$  ms der Fall. Der Zündzeitpunkt liegt bei  $0$  ms. Das Diagramm verdeutlicht die unterschiedlichen Entwicklungen in beiden Zündbereichen. Das Mischungsverhältnis an der Zündposition 1 liegt über den gesamten Verlauf niedriger als bei Zündposition 2. Der Wert zum Zündzeitpunkt liegt an Pos. 1 bei  $1,6$ . Diese sehr methanreiche Mischung behindert die Flammenausbreitung. Lediglich die Scherschicht zwischen Methan- und Sauerstoffstrom kann ein gutes Mischungsverhältnis bereitstellen. In diesem Bereich wird der Flammenkern weit stromabwärts getragen, bevor die Transition zur Flammenausbreitung stattfindet, wie Abbildung 6.25(a) zeigt. Im Gegensatz dazu liegt das Mischungsverhältnis an Pos. 2 zum Zündzeitpunkt bei  $3,1$  und damit nahe des stöchiometrischen Mischungsverhältnisses. Dieser Wert liegt höher als der über das Brennkammervolumen gemittelte ROF von  $2,1$ . Die guten Bedingungen

für die Flammenentwicklung in diesem Bereich wirken sich positiv auf die Zündung aus und führen zu einer besseren Flammenausbreitung im Brennkammervolumen in Abbildung 6.25(b).

Für eine zuverlässige Zündung ist ein Zündpunkt in der gut gemischten Zone an Pos. 2 vorteilhaft. Hier kann sich die Flamme aus dem Flammenkern nach dem Laserpuls einfacher in der Brennkammer ausbreiten. Bei einer Zündung an Pos. 1 wird der Flammenkern dagegen zunächst in der Scherschicht vom Zündbereich stromabwärts getragen. Eine Ausbreitung der Flamme in der Brennkammer erfolgt erst, wenn der Flammenkern die Bereiche mit besserer Durchmischung erreicht. Die Positionierung des Laserpulses auf Höhe oder stromab des Transitionspunktes erleichtert damit die Flammenentwicklung und verbessert die Zündwahrscheinlichkeit.

## 6.4 Numerische Simulation des Zündvorgangs

Bei den bisherigen Auswertungen stützten numerische Ergebnisse die Interpretation des Zündverlaufs. Im Wesentlichen stellten die Simulationen Einblicke in Strömungs- und Mischungsvorgänge zur Verfügung. Der vorliegende Abschnitt konzentriert sich nun auf die Simulation des Zündvorgangs. Die Ergebnisse zeigen Einflüsse und Grenzen der numerischen Modelle.

### 6.4.1 Simulation der Flammenausbreitung bei harter Zündung

Die vorigen Abschnitte haben den Einfluss der Flammenausbreitung auf die Art der Zündung gezeigt. In Abschnitt 6.3.1 wurde ein Transitionsbereich in der Brennkammer beobachtet, in dem sich die Art der Flammenausbreitung ändert. Bei der harten Zündung der RCSLaser-Kammer stellt sich diese Transition als eine Beschleunigung der stromabwärts gerichteten Flammenfront dar. Diese Eigenschaft wird im Folgenden näher betrachtet. Der Fokus liegt dabei darauf, wie Verbrennungsmodelle die Flammenentwicklung abbilden.

In den Experimenten gibt es keine direkte quantitative Messung der Flammenstruktur. Deshalb können Experiment und Simulation nicht direkt verglichen werden. Jedoch ist die Flammenentwicklung bis zu einem gewissen Grad über die Ausbreitung des Heißgasgebiets in den Schlierenaufnahmen beobachtbar. Abbildung 6.27 zeigt die axiale Ausbreitungsgeschwindigkeit des Heißgasgebiets, die bereits in Abbildung 6.18 enthalten war. Die Werte ergeben sich aus dem gemessenen Fortschritt der Heißgasbereich-Vorderkante in x-Richtung zwischen zwei Einzelbildern. Die Aufzeichnungsrate der Schlierenkamera beträgt 50 000 fps, daraus ergibt sich bei der Auswertung je ein Wert

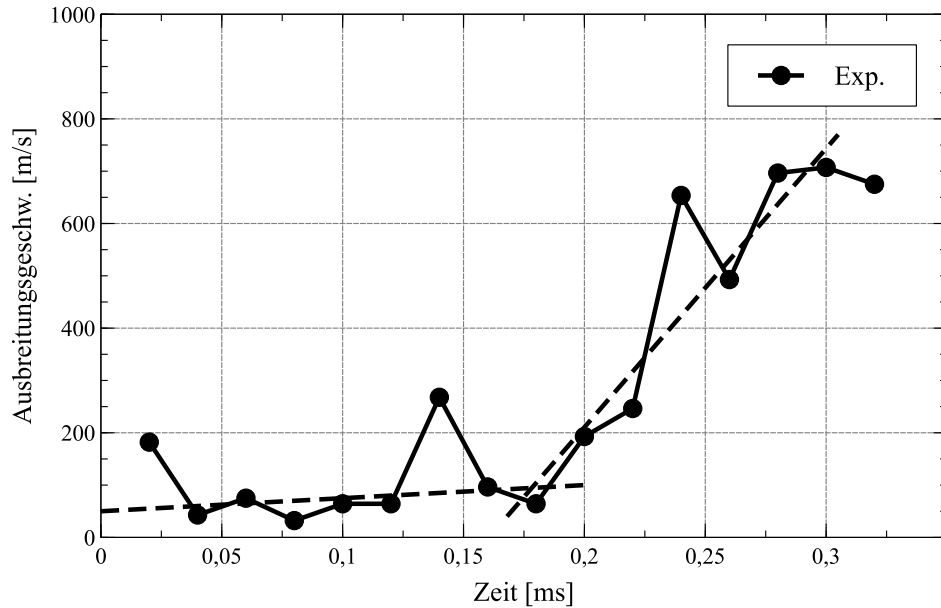


Abbildung 6.27: Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme in der RCSLaser-Brennkammer

im Abstand von 0,2 ms. Bei 0,32 ms nach dem Laserpuls wird der letzte Wert angegeben. Danach ist kein Referenzpunkt mehr vorhanden, da sich die Front aus dem sichtbaren Bereich der Fensteröffnung hinaus bewegt. Die Flammenausbreitung im Experiment kann in zwei Phasen aufgeteilt werden, wie mit den beiden Trendlinien im Diagramm angedeutet ist. Die erste Phase ist die Expansion des Flammenkerns mit der turbulenten Flammenausbreitungsgeschwindigkeit. In dieser Phase ist die Flamme noch größtenteils unbeeinflusst von der schnellen Zentralströmung, sondern sie breitet sich außerhalb in der Rezirkulationszone aus. Dieses Verhalten ändert sich bei etwa 0,18 ms. Von diesem Zeitpunkt an beschleunigt sich die axiale Flammenausbreitung stark. Die Flamme erfährt eine Transition von der Deflagration zur Detonation. Wie in Abschnitt 6.3.1 bereits ausgeführt, ist diese Beschleunigung der Flammenfront ein Anzeichen für eine harte Zündung.

Fünf verschiedene Verbrennungsmodelle werden verwendet, um die Flammenausbreitung zu simulieren und die Fähigkeit der Modelle zu testen, die Beschleunigung der Flammenfront abzubilden. Das Rechengebiet und die Randbedingungen sind für alle Rechnungen dieselben. Für die Flamelet-Rechnungen wird der Vorlauf separat berechnet, da diese Modelle andere Variablendefinitionen für Brennstoff und Oxidator verwenden. Die fünf Verbrennungsmodelle sind im Einzelnen:

- **WD2-FRC/EDM** Zweischritt-Reaktionsmechanismus WD2 [106] mit dem kombinierten FRC/EDM
- **WD2-FRC** Zweischritt-Reaktionsmechanismus WD2 [106] mit FRC

- **JL4-FRC** Vierschritt-Reaktionsmechanismus JL4 [107] mit FRC
- **BVM** Flamelet-Mechanismus BVM
- **ECFM** Flamelet-Mechanismus ECFM

Die ersten drei Rechnungen nutzen zwei unterschiedlich detaillierte kinetische Reaktionsmechanismen mit zwei verschiedenen Verbrennungsmodellen. Die Verbrennungsmodelle in den Rechnungen vier und fünf nutzen Flamelet-Formulierungen mit einer unterschiedlichen Behandlung der Flammenfortschrittsvariable. Grundlagen und Details zu den Reaktionsmechanismen und Verbrennungsmodellen sind in Abschnitt 3.2.3 zusammengefasst.

Die Entwicklung der Flamme wird analog zum Vorgehen beim Experiment durch Betrachtung des Heißgasbereichs ausgewertet. Als „Flammenfront“ wird eine Isofläche bei 900 K definiert. Diese Temperatur ist die Selbstzündungstemperatur von Methan/Sauerstoff-Gemischen und die minimale Reaktionstemperatur in den Simulationen. Bei den Verbrennungsmodellen, die kinetische Reaktionsmechanismen nutzen, werden die Reaktionsraten in Bereichen unterhalb dieser Temperatur zu null gesetzt, um unphysikalische Wärmefreisetzung zu unterbinden.

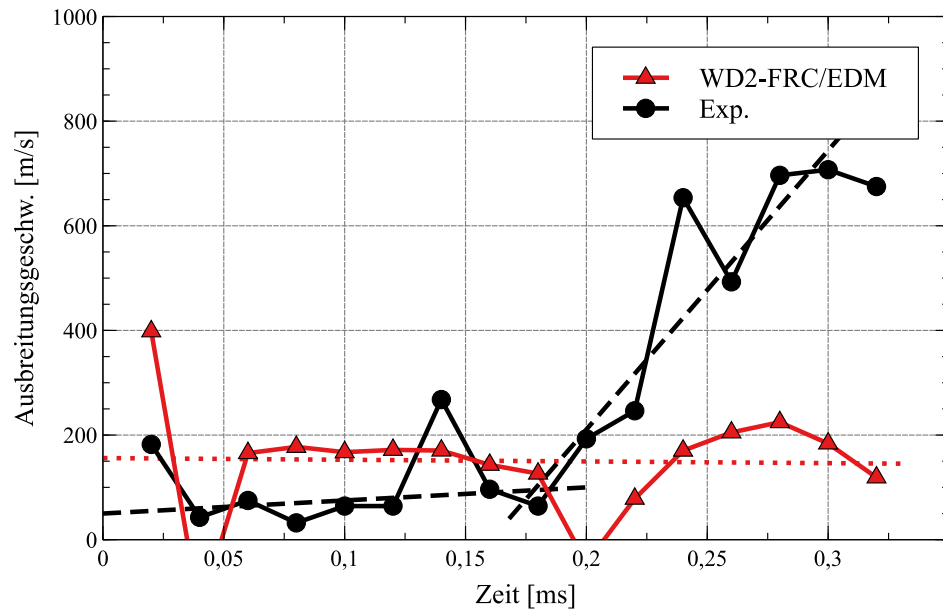
**Flammenausbreitung** Die Abbildungen 6.28 bis 6.30 fassen die Flammenausbreitungen der Simulationen zusammen. Jedem Verlauf ist eine Trendlinie hinzugefügt, um die zeitliche Entwicklung zu verdeutlichen. Zusätzlich enthält jedes Diagramm die experimentellen Ausbreitungsgeschwindigkeiten.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit liegt bei WD2-FRC/EDM in Abbildung 6.28(a) über weite Strecken bei Werten um 170 m/s. Im ersten Teil ist dieser Wert höher als die experimentelle Ausbreitungsgeschwindigkeit mit Werten um 60 m/s. Die Simulation zeigt im weiteren Verlauf keine Beschleunigung der Flammenfront.

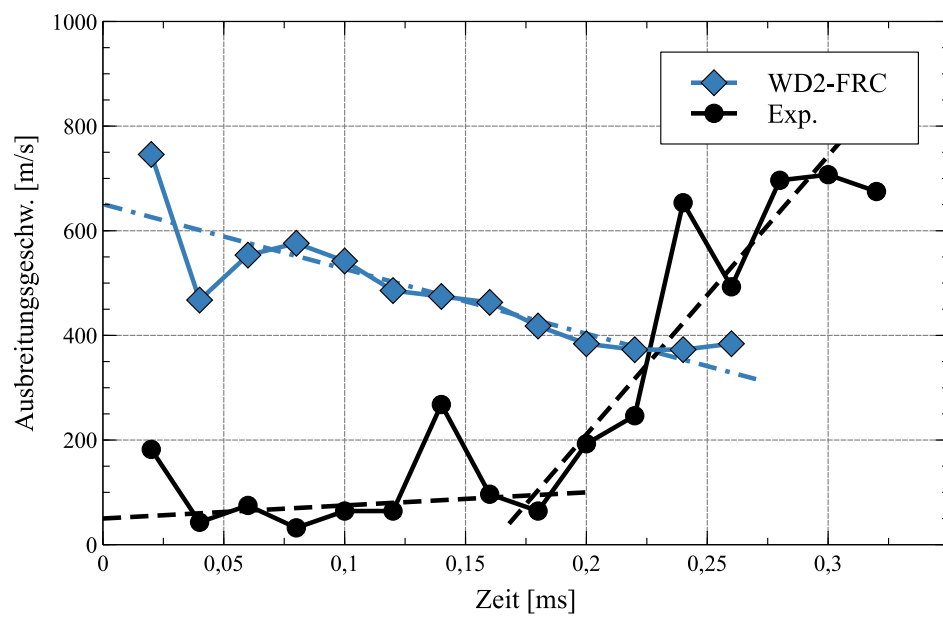
Die WD2-FRC-Rechnung zeigt von Beginn an höhere Ausbreitungsgeschwindigkeiten im Bereich von 500 m/s. Im Gegensatz zur Entwicklung im Experiment verringert sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit im weiteren Verlauf auf 400 m/s.

Die zwei Flamelet-Formulierungen in Abbildung 6.29(a) und 6.29(b) zeigen ein sehr ähnliches Verhalten. Die axiale Flammenausbreitungsgeschwindigkeit ist mit Werten um 290 m/s im ersten Bereich höher als die experimentelle Ausbreitungsgeschwindigkeit. Dieser Wert liegt auch höher als der der WD2-FRC/EDM-Rechnung. Im gesamten Verlauf zeigt sich eine Abnahme der Ausbreitungsgeschwindigkeit.

Die Ergebnisse des Vierschritt-Mechanismus sind in Abbildung 6.30 abgebildet. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit sind in dieser Rechnung im Bereich von 2000-3000 m/s und damit mehr als eine Größenordnung höher als die des Experiments. Die Flamme

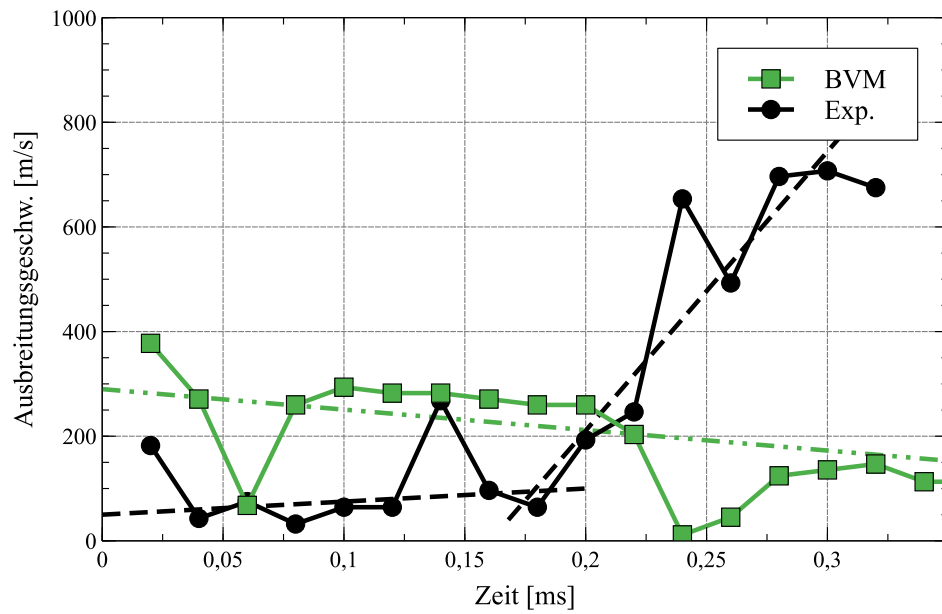


(a) WD2-FRC/EDM

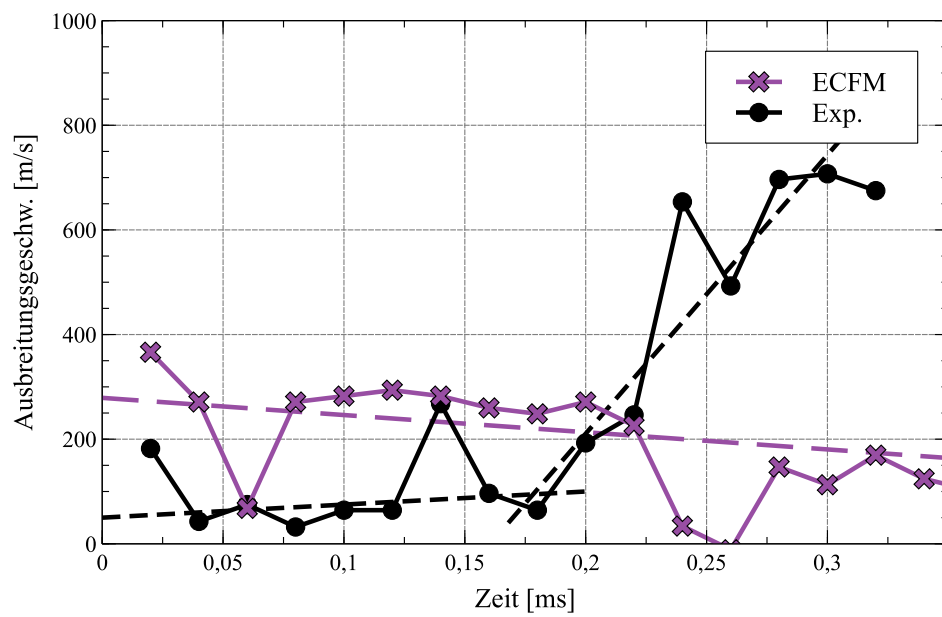


(b) WD2-FRC

Abbildung 6.28: Flammenausbreitung in der Simulation: WD2-FRC/EDM und WD2-FRC



(a) BVM



(b) ECFM

Abbildung 6.29: Flammenausbreitung in der Simulation: BVM und ECFM

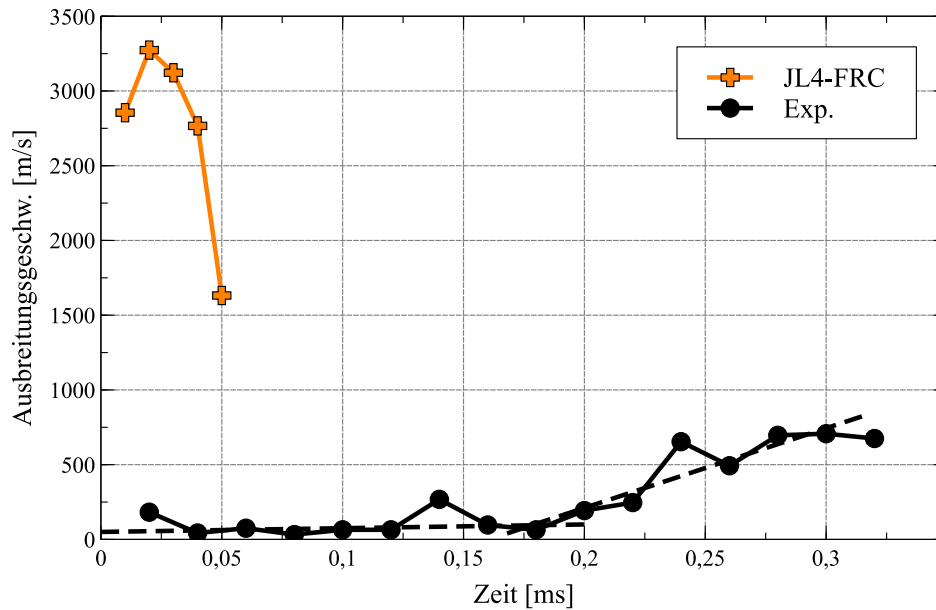


Abbildung 6.30: Flammenausbreitung in der Simulation: JL4-FRC

breitet sich so schnell im Brennkammervolumen aus, dass nur fünf Werte ausgewertet werden konnten.

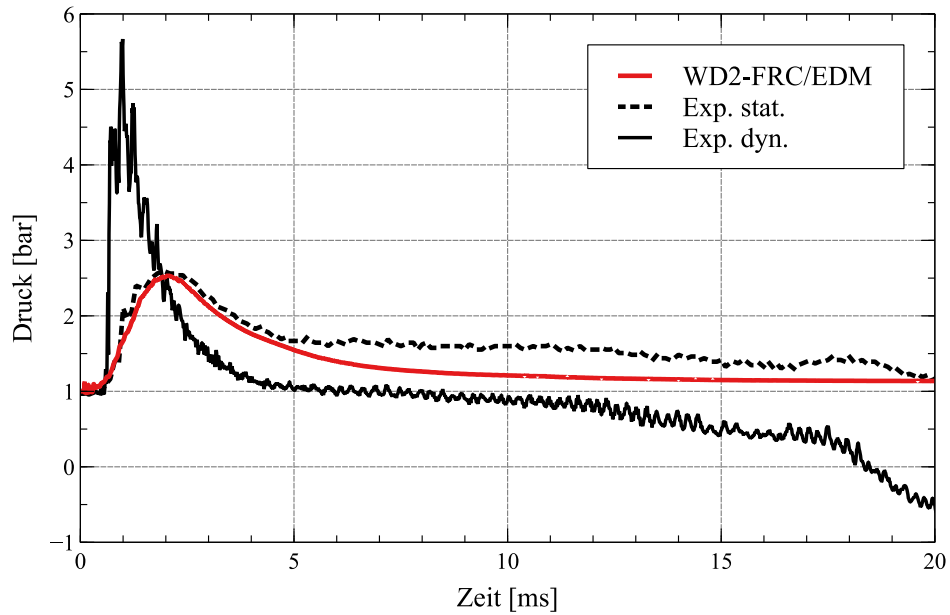
**Druckentwicklung** Als zugrunde liegender Mechanismus beeinflusst der Prozess der Flammenentwicklung und die damit verbundene Energiefreisetzung direkt die Druckentwicklung während des Zündvorgangs.

Die Druckentwicklungen der Rechnungen sind in den Abbildungen 6.31 bis 6.33 zusammengefasst. Die Diagramme enthalten jeweils in schwarz die experimentellen Daten. Die durchgezogene Linie zeigt die Messdaten des dynamischen Drucksensors. Die Temperaturempfindlichkeit dieses Sensors wurde in Abschnitt 6.2.1 bereits angesprochen. Unter Einwirkung der Verbrennungstemperaturen wird die Messung verfälscht. Das zeigt sich im Diagramm daran, dass der Druckwert ab 10 ms auf negative Werte abfällt. Es kann nicht genau spezifiziert werden, zu welchem Zeitpunkt die Druckwerte nicht mehr der Realität entsprechen, deshalb wird nur die ansteigende Flanke bis zur Druckspitze als relevant betrachtet.

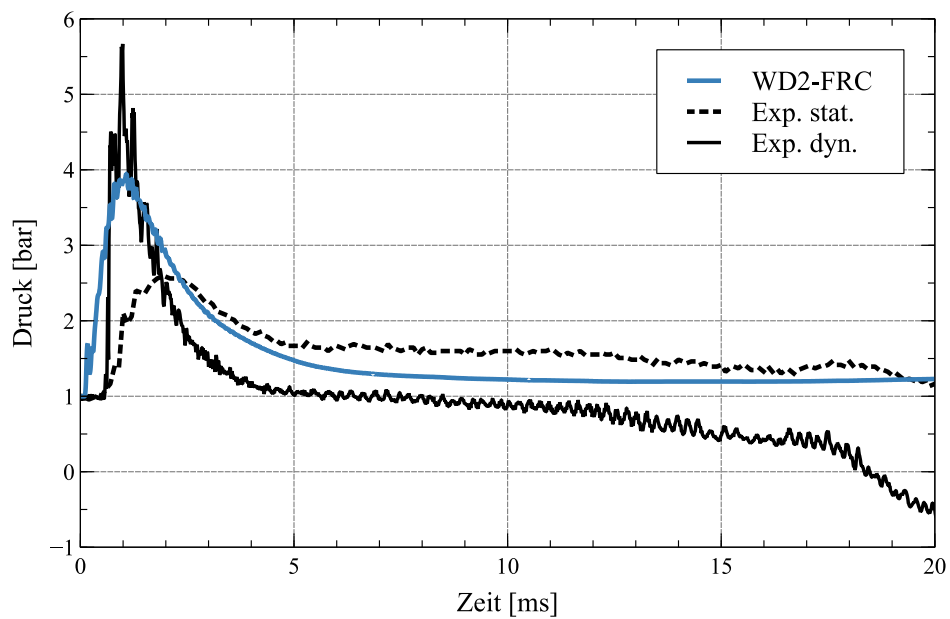
Die Messwerte des statischen Drucksensors sind als gestrichelte Linie abgebildet. Der piezoresistive Sensor ist zu träge, um dem schnellen Druckanstieg zu folgen und die Druckspitze korrekt abzubilden. Durch die integrierte Temperaturkompensation liefert er jedoch Druckinformationen in den späteren Phasen des Zündvorgangs, wenn der Brennkammerdruck sich auf den stationären Druck hin entspannt.

Die Eigenschaften der Flammenausbreitungen in den Simulationen spiegeln sich in den Brennkammerdrücken wieder. Die Zweischritt-Rechnung WD2-FRC/EDM in



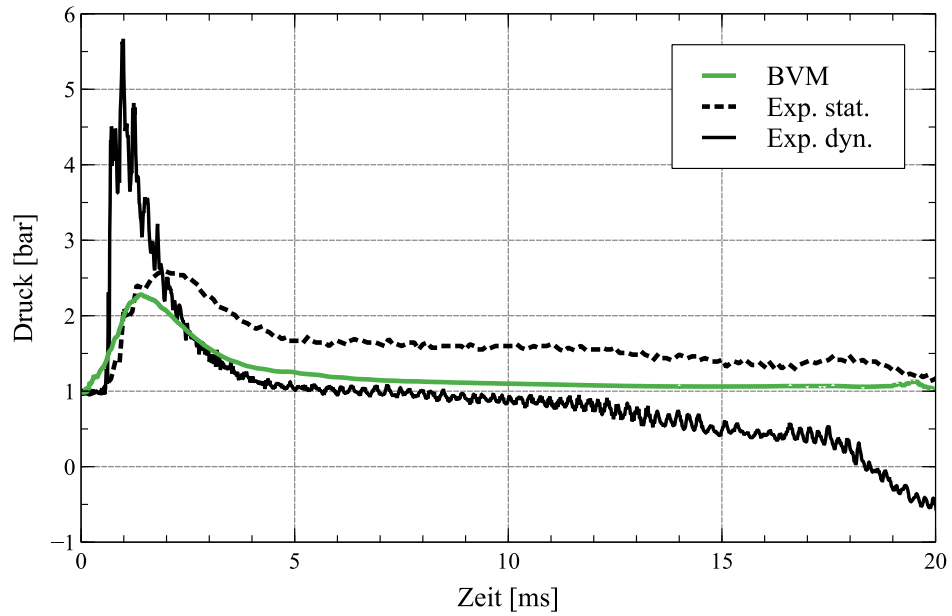


(a) WD2-FRC/EDM

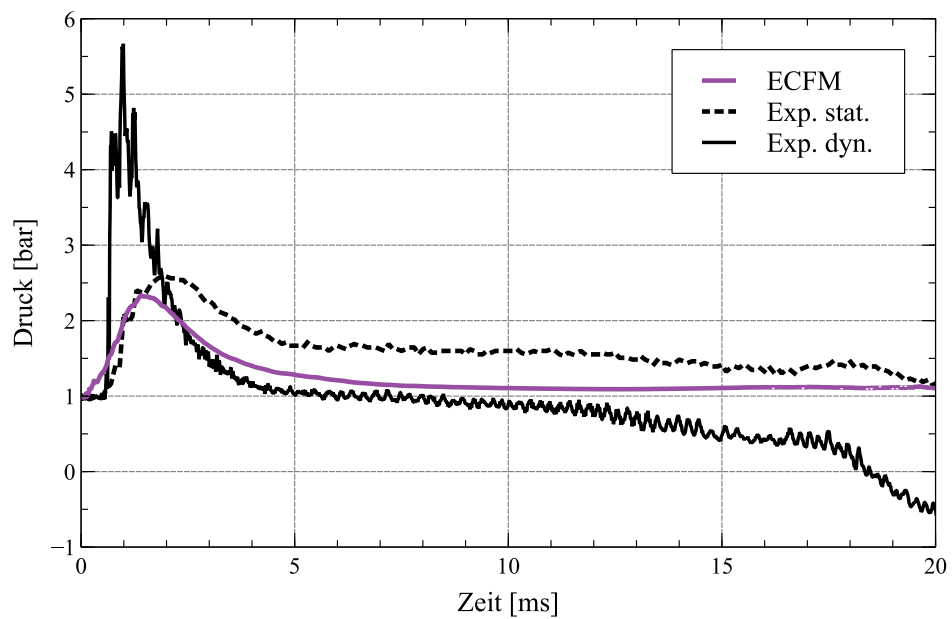


(b) WD2-FRC

Abbildung 6.31: Druckentwicklung in der Simulation: WD2-FRC/EDM und WD2-FRC



(a) BVM



(b) ECFM

Abbildung 6.32: Druckentwicklung in der Simulation: BVM und ECFM

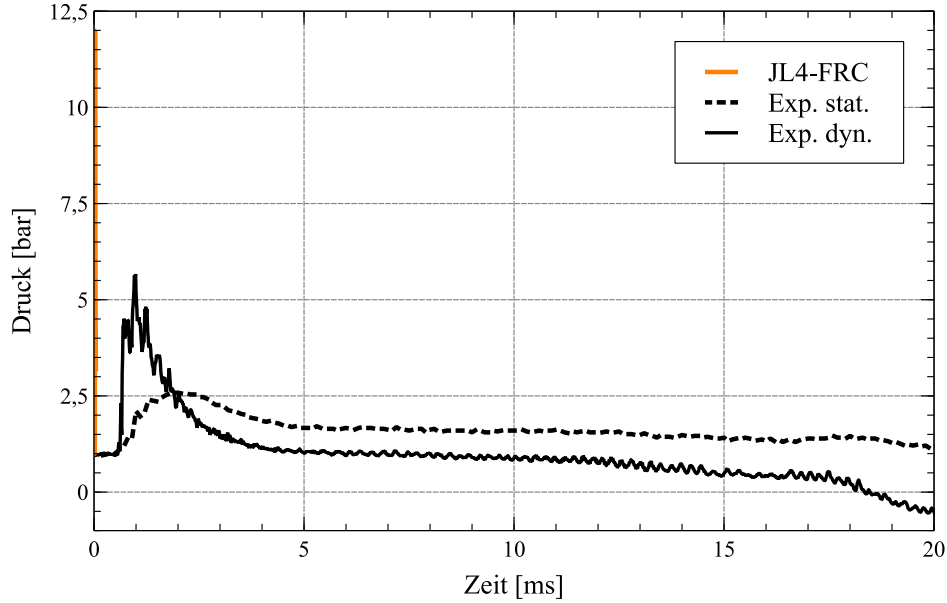


Abbildung 6.33: Druckentwicklung in der Simulation: JL4-FRC

Abbildung 6.31(a) zeigt im Anfangsbereich einen früheren Druckanstieg als das Experiment. Der Druck steigt gleichmäßig bis zum Maximalwert  $p_{p,WD2-FRC/EDM} = 2,5$  bar. Im Vergleich dazu zeigt der experimentelle Druck passend zu den geringen Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten zunächst kaum einen Druckanstieg, um dann bei beschleunigter Flamme sehr steil anzusteigen. Der höchste gemessene experimentelle Druck liegt bei  $p_{p,dyn} = 5,6$  bar. Der Druckverlauf im Bereich der Entspannung nach der Druckspitze ist in der Simulation und dem statischen Druckwert im Experiment annähernd derselbe. In diesem Abschnitt überwiegt der Einfluss der Strömungsbedingungen gegenüber dem der Energiefreisetzung auf die Druckentwicklung. Der Druckabfall wird korrekt abgebildet, auch wenn der stationäre Wert in der Simulation früher erreicht wird als im Experiment.

Bei Rechnung WD2-FRC in Abbildung 6.31(b) steigt der Druck direkt vom Zeitpunkt des Laserpulses stark an und erreicht eine Druckspitze von  $p_{p,WD2-FRC} = 3,9$  bar. Die hohe Flammenausbreitungsgeschwindigkeit dieser Rechnung führt im Anfangsbereich zu einem zu hohen Druckanstieg.

Die Druckentwicklungen der BVM- und ECFM-Rechnungen sind in den Abbildungen 6.32(a) und 6.32(b) abgebildet. Wie erwartet aufgrund der Ausbreitungsgeschwindigkeiten ist der Druckverlauf bei beiden Flamelet-Rechnungen annähernd gleich. Der Druckanstieg nach dem Laserpuls verläuft schneller als bei WD2-FRC/EDM, aber langsamer als bei WD2-FRC. Die Druckspitze wird um  $\Delta t = 0,6$  ms früher erreicht und ist um  $\Delta p = 0,15$  bar niedriger als bei WD2-FRC/EDM.

Die JL4-FRC-Rechnung ist der Vollständigkeit halber in Abbildung 6.33 aufgeführt.

Bedingt durch die sehr hohen Ausbreitungsgeschwindigkeiten zeigt sie eine sehr schnelle Flammenausbreitung mit einer Druckspitze von  $p_{p,JL4-FRC} = 12 \text{ bar}$  zum Zeitpunkt  $t_{p,WD2-FRC} = 2,4 \times 10^{-5} \text{ s}$  nach dem Laserpuls. Die Rechnung wurde allerdings im weiteren Verlauf instabil, sodass keine weiteren Daten verfügbar sind.

Keine der Simulationen bildet die Flammenausbreitung korrekt ab. Besonders die Beschleunigung der Flammenfront im Experiment ist in den Simulationen nicht vorhanden. Dadurch läuft die Druckentwicklung bis zur Druckspitze nicht korrekt ab. Erst in Bereichen, in denen Strömungsphänomene bei der Druckentwicklung dominieren, erreicht die Simulation den Druckverlauf des Experiments. Die Transition der Flamme von Deflagration zu Detonation wird in der Literatur als eigenständiges Forschungsthema behandelt [125–127]. Für deren Simulation, etwa bei Kessler et al. [128], sind spezielle Anpassungen der Modellparameter in den Reaktionsmechanismen notwendig.

Mit den vorliegenden Verbrennungsmodellen kann eine harte Zündung nicht simuliert werden, da die Modelle ohne spezielle Anpassungen die Transition in der Flammenausbreitung nicht abbilden.

## 6.4.2 Simulation der Flammenausbreitung bei weicher Zündung

Im vorigen Abschnitt wurde gezeigt, dass die Verbrennungsmodelle die Transition der Flammenausbreitung und damit eine harte Zündung nicht abbilden können. In diesem Abschnitt wird die weiche Zündung anhand des Versuchs MOLI 1 untersucht. Der Versuch ist in Abschnitt 6.3.1 beschrieben. Der Zündbereich liegt an Zündpunkt 2 stromabwärts in der Brennkammer. Das Experiment zeigte stabile Zündbedingungen und eine moderate Druckspitze von 8,0 bar bei einem stationären Brennkammerdruck von 3,4 bar.

Die Flammenausbreitung des MOLI-Versuchs wird analog zu Abschnitt 6.4.1 betrachtet. Eine Isofläche der Temperatur bei 900 K dient zur Visualisierung des Heißgasgebiets. Die jeweils stromabwärts am weitesten fortgeschrittene Front dieser Fläche definiert die Ausbreitungsgeschwindigkeit. Als zeitliche Schrittweite werden die Zeitpunkte der Schlierenaufnahmen verwendet. So wird ein vergleichbarer Datensatz erzeugt. Die experimentellen und numerischen Ergebnisse der axialen Ausbreitungsgeschwindigkeit sind in Abbildung 6.34 abgebildet. Durch den Laserpuls an Zündpunkt 2 läuft die Flammenfront früher aus dem Sichtfeld als bei den früher betrachteten Testfällen, dadurch ergibt sich im Experiment der letzte Wert zum Zeitpunkt 0,16 ms. Im Gegensatz zur harten Zündung bildet die Simulation hier die Flammenausbreitung in Betrag und Entwicklung korrekt ab. Bei Betrachtung des Absolutwerts der Ausbreitungsgeschwindigkeit gilt es zu bedenken, dass die Geschwindigkeiten bezogen auf eine ruhende Referenz ermittelt wurden. Die ermittelten Werte sind die Summe aus

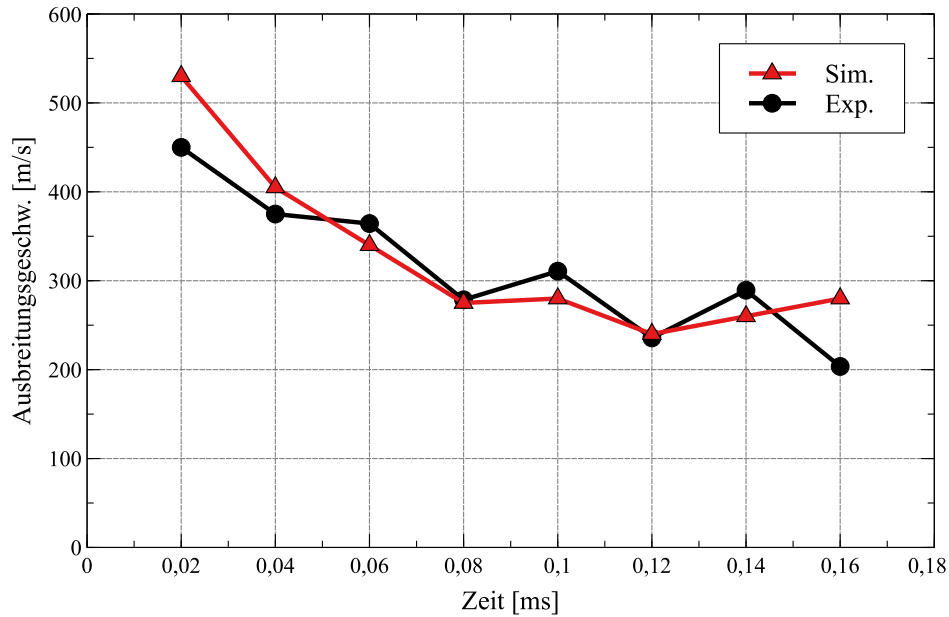


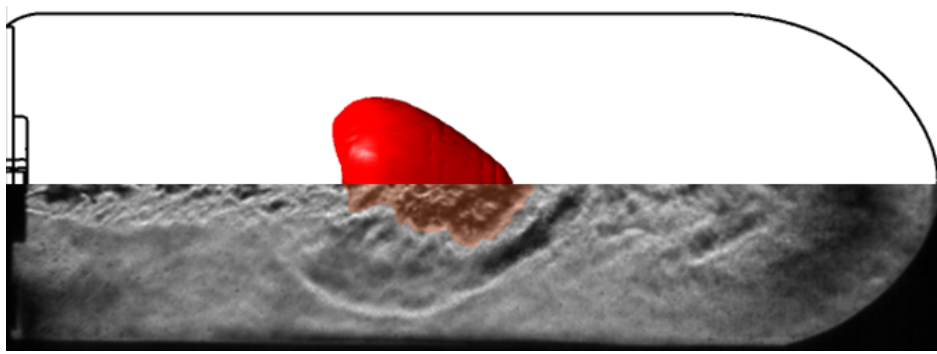
Abbildung 6.34: Ausbreitungsgeschwindigkeit der weichen Zündung in Simulation und Experiment

Flammengeschwindigkeit und lokaler Strömungsgeschwindigkeit.

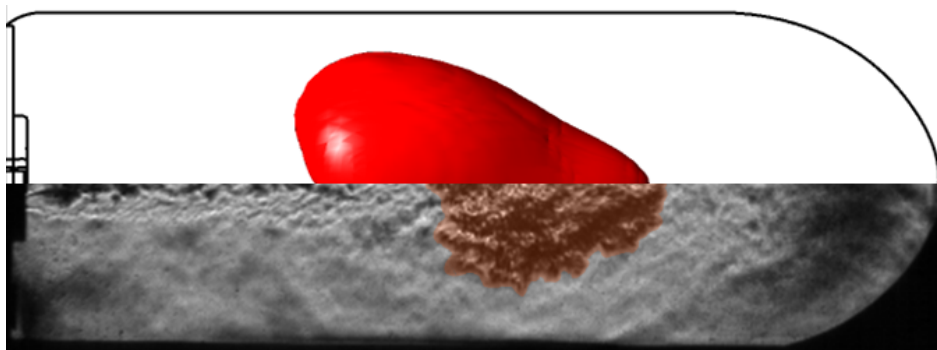
Abbildung 6.35 zeigt die Flammenentwicklung an vier frühen Zeitpunkten. Die obere Hälfte der Einzelbilder zeigt als Repräsentation des Heißgasgebiets in der Simulation in rot die Isofläche der Temperatur bei 900 K. Dieselbe Isofläche wurde zur Auswertung der Ausbreitungsgeschwindigkeiten verwendet. Die untere Hälfte der Einzelbilder zeigt die Schlierenaufnahme zum jeweiligen Zeitpunkt. Das Heißgasgebiet ist farblich hervorgehoben.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Heißgasgebiets stromabwärts wird von der Simulation korrekt abgebildet. Dagegen zeigt die Simulation von Beginn an eine Ausbreitung des Heißgasgebiets stromaufwärts im Rezirkulationsgebiet, während im Experiment die Flamme zunächst ein Stück vom Zündbereich abgetrieben wird, bevor sie sich stabilisiert. Durch die schnellere Expansion des Heißgasgebiets weist die Simulation einen schnelleren Druckanstieg auf als das Experiment.

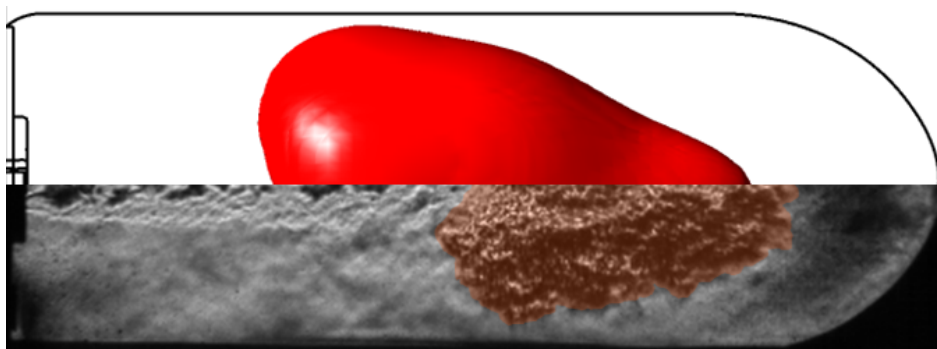
Abbildung 6.36 zeigt die Druckentwicklung der Simulation im Vergleich zum Experiment. Der Druckverlauf bestätigt die Trends, die aus der Flammenausbreitung im frühen Stadium der Zündung gewonnen wurden. Der Druckanstieg beginnt in der Simulation um etwa 0,3 ms früher als im Versuch. Die Steigung ist im Wesentlichen mit dem experimentellen Druckanstieg vergleichbar. Höhe und Zeitpunkt der Druckspitze passen sehr gut zueinander. Bei der Entspannung im weiteren Verlauf hin zum stationären Brennkammerdruck zeigt die Simulation den größten Unterschied zu den experimentellen Werten. Wie in Abschnitt 6.2 besprochen, liefert der dynamische Drucksensor



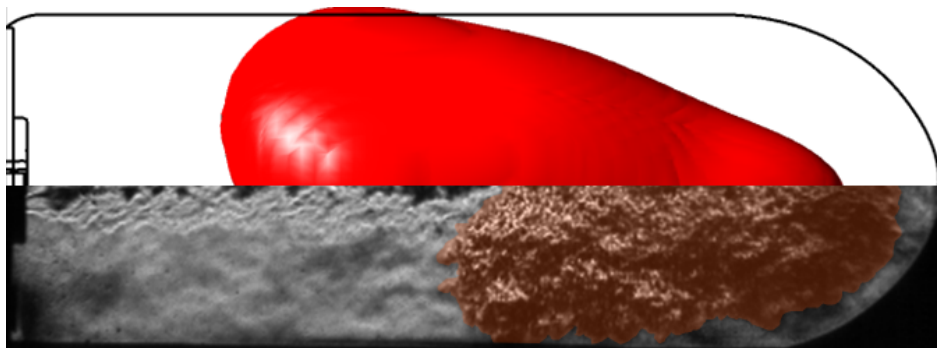
(a) 0,02 ms



(b) 0,06 ms



(c) 0,10 ms



(d) 0,14 ms

Abbildung 6.35: Flammenausbreitung der weichen Zündung in Simulation und Experiment

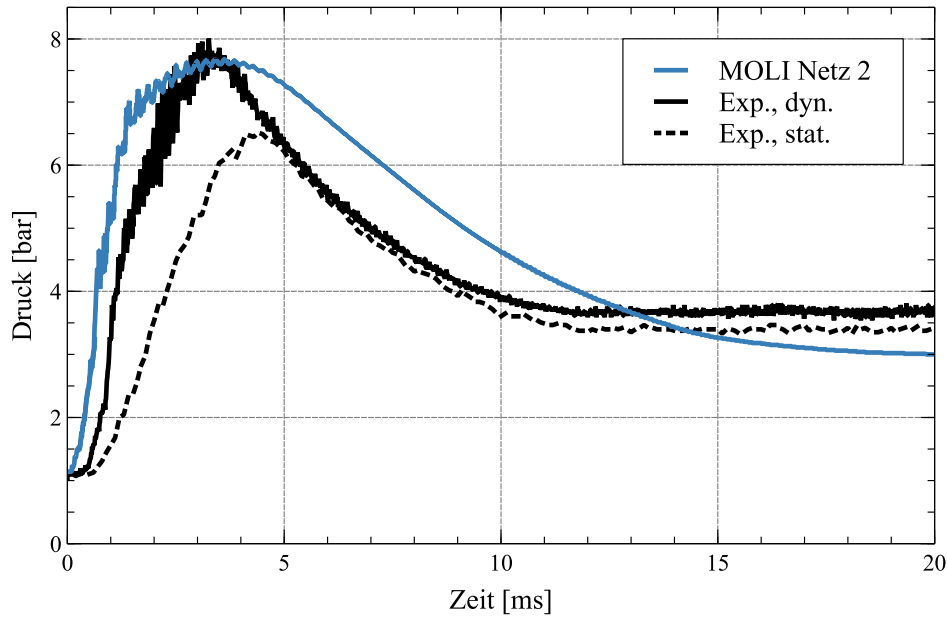


Abbildung 6.36: Druckentwicklung der weichen Zündung in Simulation und Experiment

im Experiment die Druckmessung im frühen Stadium der Zündung, verliert aber über die Zeit mit zunehmendem Wärmeeintrag durch die Flamme an Genauigkeit. Demgegenüber ist der statische Sensor zu träge, um dem schnellen Druckanstieg während der Zündung zu folgen, liefert aber durch die Temperaturkompensation im späteren Verlauf korrekte Messwerte. Ab etwa 5 ms nach dem Laserpuls liefern die beiden Sensoren den gleichen Druckwert und über einen Zeitraum von 3 ms denselben Druckverlauf, bevor der dynamische Sensor beginnt abzudriften. Von diesem Zeitpunkt an werden die Werte des statischen Sensors betrachtet. Die Druckspitze ist in der Simulation breiter als im Experiment. Während der experimentelle Brennkammerdruck bereits 1 ms nach der Druckspitze stark abfällt, bleibt der Druck in der Simulation länger auf dem hohen Niveau. Der Druckabfall nach der Druckspitze ist betragsmäßig bei beiden gleich. Der in diesem Bereich um etwa 1 bar höhere Druck ist mutmaßlich auf eine Unterrepräsentierung der Energie-Dissipation und zu hohe Strömungsverluste im Bereich der Düsenausströmung zurückzuführen. Der stationäre Brennkammerdruck beträgt in der Simulation 3 bar, während sich der experimentelle Brennkammerdruck bei 3,4 bar einpendelt. Das bedeutet einen um 12 % niedrigeren stationären Druck.

Diese Auswertung zeigt, dass die Komplexität der Simulationen nicht ausreicht, um Phänomene wie die Beschleunigung der Flamme bei der harten Zündung abzubilden. Die verwendeten Modelle erfassen jedoch die maßgeblichen Strömungsphänomene und Mischungsprozesse in der Brennkammer im Vorfeld der Zündung und liefern für die weiche Zündung gute Ergebnisse. Damit sind die Simulationen in der Lage, wichtige Einblicke in den Zündverlauf zu geben und die experimentelle Datenbasis zu ergänzen.

Auch eine gekoppelte Triebwerkssimulation rückt damit einen Schritt näher.



# Kapitel 7

## Zusammenfassung und Ausblick

Die aktuelle Entwicklung im Bereich der Raumfahrtantriebe wird getrieben durch die Themen Wiederverwendbarkeit und Kosteneffizienz. Die Treibstoffkombination Methan/Sauerstoff bietet dabei Vorteile für beide Themenbereiche. So ist Methan weltweit einfach verfügbar und in der Handhabung unkompliziert, gleichzeitig sind die im Vergleich zum Wasserstoff geringeren Temperaturgradienten in der Brennkammerwand bei geringer Rußbildung und kaum vorhandener Verkokungsneigung in den Kühlkanälen vorteilhaft für wiederverwendbare Triebwerke.

Eine der größten Herausforderungen bei der Verwendung von Methan als Raketentreibstoff ist es, eine zuverlässige Zündung sicherzustellen. Der im Vergleich zum Wasserstoff deutlich kleinere Zündbereich und die geringere Flammenausbreitungsgeschwindigkeit stellen besondere Ansprüche an die Zündsequenz und machen eine genaue Kenntnis der Zündprozesse und Einflussgrößen notwendig.

Für den Flug einer europäischen Erststufe mit Stufenrückkehr sind bis zu fünf Zündungen des Triebwerks vorgesehen. Die Laserzündung bietet die Möglichkeit, beliebig viele Zündpulse zu liefern und dabei die Zündenergie räumlich und zeitlich genau definiert in die Brennkammer einzubringen.

Zur Untersuchung der Zündvorgänge wurden Daten von drei Testkampagnen zur Laserzündung von Methan/Sauerstoff-Gemischen in Experimentalbrennkammern verwendet. Wesentliche Einflussgrößen wie das Strömungsfeld, die Speziesverteilung und die Flammenentwicklung können allerdings experimentell nur schwer erfasst werden. Numerische Untersuchungen steuerten diese Daten für eine umfassende Analyse bei.

Bei dieser Analyse wurde in vier Schritten vorgegangen. Zunächst wurden die Abhängigkeiten der Numerik betrachtet und die Voraussetzungen für aussagekräftige Simulationsergebnisse geschaffen.

Der nächste Schritt konzentrierte sich auf die Qualität der experimentellen Messungen. Die Aussagekraft der numerischen Untersuchungen ist von der Güte der ex-

perimentellen Daten abhängig, die als Eingangsgrößen in die Simulationen eingehen. Der Fokus lag bei diesen Untersuchungen auf der Druckmessung, da diese Messdaten einerseits zur Definition der Randbedingungen verwendet wurden und andererseits die Entwicklung des Brennkammerdrucks der zentrale Parameter beim Vergleich von Experiment und Simulation war.

Die Analyse der experimentellen und numerischen ISP-1-Daten ergab, dass die piezoresistiven Drucksensoren nicht geeignet sind, die Druckentwicklung während der Zündung aufzuzeichnen. Dem starken Druckanstieg während der Durchzündung der Brennkammer können sie nicht folgen und messen so die Druckspitze nicht. Durch die interne Temperaturkompensation sind sie lediglich dazu geeignet, den Brennkammerdruck in den stationären Betriebsbereichen aufzuzeichnen.

Die RCSLaser-Versuche mit neuer Brennkammergeometrie und Druckmessung mit piezoelektrischen und piezoresistiven Drucksensoren lieferten eine harte Zündung mit sehr steilem Anstieg des Drucks nach dem Zündpuls. Die Temperaturempfindlichkeit der piezoelektrischen Drucksensoren verhinderte dabei die Messung der eigentlichen Druckspitze.

Mit der Neuentwicklung der MOLI-Brennkammer wurde eine Optimierung des Designs vorgenommen, um Nachteile der RCSLaser-Brennkammer für diese Art von Versuchen, wie beispielsweise den zu großen Düsenhalsdurchmesser, auszugleichen. Die MOLI-Kampagne ermöglichte es, verschiedene Zündsequenzen zu testen und sowohl harte als auch weiche Zündungen zu untersuchen.

Der dritte Schritt galt der Untersuchung der Bedingungen für die Entwicklung des Zündverlaufs und der Flammenausbreitung. Die harte Zündung bei den RCSLaser-Versuchen ergibt sich durch eine Transition der Flammenausbreitung mit Beschleunigung der Flammenfront von einer turbulenten Flamme hin zu einer Detonation. Auch bei der harten Zündung in den MOLI-Versuchen wurde eine Beschleunigung der Flammenausbreitung festgestellt, während die weiche Zündung kein solches Verhalten zeigt. Die numerischen Untersuchungen der Bedingungen in der Brennkammer zum Zündzeitpunkt zeigen, dass im Falle der harten Zündungen in beiden Brennkammern sauerstoffreiche Bedingungen mit hohen Mischungsverhältnissen herrschten, bei der weichen Zündung jedoch ein brennstoffreiches Gemisch vorlag. Die Untersuchung der Flammenausbreitung zeigt auch, dass bei allen drei betrachteten Zündungen bei ähnlichen axialen Positionen eine Transition der Flammenausbreitung stattfindet. Bei den harten Zündungen zeigt sich die Transition als Beginn der Beschleunigung der Flammenfront, bei der weichen Zündung als Beginn der großflächigen Ausbreitung der Flamme ab diesem Punkt. Die Transitionspunkte korrelieren jeweils mit der in den Simulationen sichtbaren großskaligen Mischung der Treibstoffhauptströmungen mit dem umgebenden

Fluid. Ab dem Transitionspunkt sind große Mengen zündfähiges Gemisch vorhanden und begünstigen die Flammenausbreitung. Die Positionierung des Zündpunkts in Höhe oder stromab des Transitionspunkts im gut durchmischten Bereich begünstigt also eine verlässliche Zündung. Die MOLI-Ergebnisse stützen diese Beobachtung.

Im vierten Schritt wurden die Simulationen der Laserzündung in den verschiedenen Brennkammern betrachtet. Qualitativ wurde gezeigt, dass die Strömungsentwicklung in den Simulationen korrekt abgebildet wird. Beim Zündverlauf werden die Unterschiede zwischen Experiment und Simulationen dagegen deutlich. Vor allem die Beschleunigung der Flammenfront bei der harten Zündung wird von den Simulationen nicht abgebildet. Der Druckverlauf der RCSLaser-Simulationen zeigt einen deutlich flacheren Druckanstieg als im Experiment. Zur Druckspitze können bei den RCSLaser-Versuchen durch die Temperaturempfindlichkeit der piezoelektrischen Sensoren keine verlässlichen Aussagen getroffen werden. Die Simulation der weichen Zündung bei MOLI ergab einen zeitlich um etwa 0,3 ms früheren, jedoch im Verlauf vergleichbaren Druckanstieg. Auch die Druckspitze wird korrekt abgebildet. Die Entspannung auf den stationären Brennkammerdruck verläuft in der Simulation langsamer als im Experiment. Das deutet auf eine langsamere Dissipation der freigesetzten Energie, beziehungsweise eine größere Energiefreisetzung in der Brennkammer hin.

Die in der vorliegenden Arbeit erstmalig definierten Kriterien für eine zuverlässige Zündung mit niedriger Druckspitze sind ein entscheidender Schritt zum Verständnis der Abläufe und Einflussfaktoren für die Zündung von Methan/Sauerstoff-Gemischen. Weitere Untersuchungen sind notwendig, um den Einfluss des Mischungsverhältnisses auf den Zündverlauf zu identifizieren und die Randbedingungen für die verschiedenen Zündverläufe zu spezifizieren. Vor allem die Zündgrenzen bei der Zündung von brennstoffreichen Gemischen müssen besser definiert werden, um eine Zündsequenz für eine weiche und stabile Zündung festzulegen, die über den Labormaßstab hinaus Anwendung finden kann.

Ein weiterer Schritt ist die Ausweitung dieser Untersuchungen auf flüssige Treibstoffe. Bei kryogenen Treibstoffen hat die Brennstoffaufbereitung und Vermischung ein noch größeres Gewicht für den Zündverlauf als bei gasförmigen Treibstoffen. Der Mischungsvorgang beinhaltet dabei die Prozesse der Zerstäubung und Verdampfung der Treibstoffe. Sie entziehen dem System damit Energie, was die Flammenentwicklung während der Zündung behindern kann. Entsprechend wird die genaue Positionierung des Zündpulses in der Brennkammer noch wichtiger.

Für das Verständnis der Zündvorgänge spielen numerische Simulationen eine wichtige Rolle. Unter bestimmten Bedingungen können sie den Druckanstieg und die Höhe der Druckspitze korrekt abbilden. Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten einfa-

chen Modelle für Turbulenz und Verbrennung sind allerdings nicht in der Lage, Aspekte wie die Beschleunigung der Flammenfront in der Simulation wiederzugeben. Dazu sind Anpassungen der vorhandenen Modelle und detailliertere Ansätze notwendig. Für solch eine Simulation ist ein fortschrittliches Turbulenzmodell wie LES zusammen mit einem detaillierten Reaktionsmechanismus unter Berücksichtigung der Flamme-Turbulenz-Interaktion denkbar.

Die Kombination von experimentellen und numerischen Ergebnissen erweist sich als vorteilhaft für beide Disziplinen. Die Berücksichtigung von numerischen Anforderungen schon bei der Auslegung eines Experiments beispielsweise im geometrischen Aufbau und der Positionierung von Messtechnik erleichtert die Definition der Simulationsrandbedingungen und verringert die Unsicherheiten in den numerischen Ergebnissen. Gleichzeitig ermöglicht die numerische Simulation einen Einblick in Vorgänge, die mit rein experimentellen Messmethoden nicht oder nur schwer zugänglich sind. Um den Erkenntnisgewinn bei weiteren Untersuchungen zu maximieren, sollte deshalb von Beginn an ein gemeinsamer Ansatz gewählt werden.

# Literatur

- [1] F.M. Friedlaender und J.E. Piper. „Space-storable propulsion systems comparison.“ In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 6.2 (Feb. 1969), S. 117–122. ISSN: 0022-4650. DOI: 10.2514/3.29548.
- [2] G. Sanders u. a. „Report on development of micro chemical/thermal systems for Mars ISRU-based missions“. In: Aerospace Sciences Meetings. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Jan. 2001. DOI: 10.2514/6.2001-939.
- [3] R. T. Cook. *Methane heat transfer investigation*. Techn. Ber. 19850004010. NASA Marshall Space Flight Center, Nov. 1984. URL: <https://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=19850004010>.
- [4] M.G. Zabetakis. *Flammability Characteristics of Combustible Gases and Vapors*. Bulletin 627. Bureau of Mines, 1965.
- [5] J. Warnatz, U. Maas und R.W. Dibble. *Verbrennung*. Bd. 2. Springer Berlin Heidelberg, 2006. ISBN: 978-3-642-62658-6. DOI: 10.1007/978-3-642-56451-2.
- [6] O.J. Haidn u. a. „CFD Analysis of a Model Combustor Ignition and Comparison with Experimental Results“. In: *Joint Propulsion Conferences*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Juli 2007. DOI: 10.2514/6.2007-5441.
- [7] G.P. Sutton. „History of Liquid-Propellant Rocket Engines in Russia, Formerly the Soviet Union“. In: *Journal of Propulsion and Power* 19.6 (Nov. 2003), S. 1008–1037. ISSN: 0748-4658. DOI: 10.2514/2.6943.
- [8] I.A. Klepikov, B.I. Katorgin und V.K. Chvanov. „The new generation of rocket engines, operating by ecologically safe propellant “liquid oxygen and liquefied natural gas (methane)”“. In: *Acta Astronautica* 41.4 (1997), S. 209–217.
- [9] F. Mingireanu u. a. „Increase of regression speed of combustion through oxidizer doping“. In: *Surface Engineering and Applied Electrochemistry* 50.3 (Mai 2014), S. 267–274. ISSN: 1934-8002. DOI: 10.3103/S1068375514030053.

- [10] W. Brügel. *Männer der Rakete, in Selbstdarstellungen*. Leipzig: Hachmeister & Thal, 1933.
- [11] E.M. Emme. *Aeronautics and Astronautics: an American chronology of science and technology in the exploration of space, 1915-1960*. Washington: NASA, 1961.
- [12] M.J. Neufeld. *Die Rakete und das Reich: Wernher von Braun, Peenemünde und der Beginn des Raketenzeitalters*. 2. Aufl. Henschel Verlag, Berlin, 1999. ISBN: 3-89487-325-6.
- [13] K.D. Erickson und E.L. McKinley. „Mars Observer Mission Operations“. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 28.5 (Sep. 1991), S. 542–551. ISSN: 0022-4650. DOI: 10.2514/3.26279.
- [14] R.M. Zubrin und D.A. Baker. „Mars Direct: Humans to the red planet by 1999“. In: *Acta Astronautica* 26.12 (1992), S. 899–912. ISSN: 0094-5765. DOI: 10.1016/0094-5765(92)90130-B.
- [15] R.M. Zubrin. „Methods for achieving long range mobility on Mars“. In: Joint Propulsion Conferences. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Juli 1992. DOI: 10.2514/6.1992-3862.
- [16] R.M. Zubrin u. a. „Progress in the development of Mars in situ propellant production systems“. In: Aerospace Sciences Meetings. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Jan. 1999. DOI: 10.2514/6.1999-855.
- [17] R. Morehead. „Project Morpheus Main Engine Development and Preliminary Flight Testing“. In: *Joint Propulsion Conference and Exhibit*. 2011. DOI: 10.2514/6.2011-5927.
- [18] E. Hurlbert, J. McManamen und J. Studak. „Advanced Development of a Compact 5-15 lbf Lox/Methane Thruster for an Integrated Reaction Control and Main Engine Propulsion System“. In: *Joint Propulsion Conference and Exhibit*. 2011. DOI: 10.2514/6.2011-6113.
- [19] J. Devolites, J.B. Olansen und S. Munday. „Morpheus 1.5a Lander Failure Investigation Results“. In: *AIAA SPACE 2013 Conference and Exposition*. 2013. DOI: 10.2514/6.2013-5358.
- [20] J.C. Melcher und R.L. Morehead. „Combustion Stability Characteristics of the Project Morpheus Liquid Oxygen / Liquid Methane Main Engine“. In: Joint Propulsion Conferences. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Juli 2014. DOI: 10.2514/6.2014-3681.

- [21] J. Melcher und J. Allred. „Liquid Oxygen / Liquid Methane Testing of the RS-18 at NASA White Sands Test Facility (WSTF)“. In: Joint Propulsion Conferences. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Juli 2008. DOI: 10.2514/6.2008-4843.
- [22] F. Mingireanu. „Solid methane hybrid rocket engine. Regression speed increase by oxidizer doping and embedding wires. Vehicle optimization application through motor parameters.“ In: *Proceedings of 5th International Conference on Recent Advances in Space Technologies - RAST2011*. Juni 2011, S. 690–695. DOI: 10.1109/RAST.2011.5966928.
- [23] D. Haeseler u. a. „Green Propellant Propulsion Concepts for Space Transportation and Technology Development Needs“. In: *ESA Special Publication*. Bd. 557. ESA Special Publication. Okt. 2004.
- [24] H. Burkhardt u. a. „Kerosene vs. Methane: A Propellant Tradeoff for Reusable Liquid Booster Stages“. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 41.5 (Sep. 2004), S. 762–769. DOI: 10.2514/1.2672.
- [25] M. Muszynski und P. Alliot. „The In-Space Propulsion (ISP-1) Project“. In: *61st International Astronautical Congress 3* (2010).
- [26] G. Ordonneau u. a. „Oxygen-methane combustion studies in the In Space Propulsion Programme“. In: *4th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS)*. 2011.
- [27] G. Ordonneau. „Synthesis of oxygen-methane combustion activities in In-Space Propulsion (ISP-1) Program“. In: *5th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS)* (2013).
- [28] R. Strunz u. a. „Main Stage Liquid Propulsion Activities within Europe’s Future Launcher Preparatory Programme FLPP“. In: *Joint Propulsion Conference and Exhibit*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Sep. 2006. DOI: 10.2514/6.2006-4698.
- [29] H. Asakawa u. a. „Chemical Rocket Propulsion“. In: Hrsg. von L. De Luca u. a. Springer Aerospace Technology. Springer, Cham, 2017. Kap. The Status of the Research and Development of LNG Rocket Engines in Japan, S. 463–487. DOI: 10.1007/978-3-319-27748-6\_19.
- [30] K. Taya u. a. „Development and test of the LOx/LNG regenerative cooled rocket engine (2nd report)“. In: *29th international symposium on space technology and science, Nagoya congress center, Nagoya*. 2013, S. 2–9.

- [31] K. Taya u. a. „Development and test of the LOx/Methane regenerative cooled rocket engine“. In: *4th Space Propulsion Conference* (2014).
- [32] H.-S. Chang u. a. „Experimental Study of Performance Characteristics of the Liquefied Natural Gas/Liquid Oxygen Rocket Engine“. In: *54th International Astronautical Congress of the International Astronautical Federation, the International Academy of Astronautics, and the International Institute of Space Law*. 2003. DOI: 10.2514/6.IAC-03-S.3.07.
- [33] P.-G. Han, K.-H. Kim und Y.-C. Woo. „Development of Liquid Rocket Engines Using Liquefied Natural Gas in Hyundai MOBIS“. In: *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2003. DOI: 10.2514/6.2003-128.
- [34] P.-G. Han u. a. „Performance Analysis of the Thrust Chamber in Liquid Rocket Engine Using Liquefied Natural Gas as a Fuel“. In: *Joint Propulsion Conference and Exhibit*. 2004. DOI: 10.2514/6.2004-3860.
- [35] K.-H. Kim und D.-S. Ju. „Development of 'Chase 10' Liquid Rocket Engine having 10tf thrust using lox & lng (methane)“. In: *Joint Propulsion Conference and Exhibit*. 2006. DOI: 10.2514/6.2006-4907.
- [36] E. Musk. *Making Humans a Multiplanetary Species*. Präsentation, In 47th International Astronautical Congress. Sep. 2016.
- [37] *BE-4 Fact Sheet*. <https://www.blueorigin.com/engines/be-4>. Mai 2019.
- [38] G.J. Schiller. „Innovation at United Launch Alliance“. In: *AIAA SPACE Forum*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Sep. 2016. DOI: 10.2514/6.2016-5556.
- [39] A. Blasi und J. Häberle. „LOX/Methane Thrust Chamber Demonstrator Testing“. In: *5th Space Propulsion Conference* (2016).
- [40] M. Rudnykh u. a. „Development of LM10-MIRA LOX/LNG expander cycle demonstrator engine“. In: *Acta Astronautica* 126 (2016), S. 364–374. DOI: 10.1016/j.actaastro.2016.04.018.
- [41] P. Bellomi u. a. „Development of LM10-MIRA liquid oxygen - liquid natural gas expander cycle demonstrator engine“. In: *EUCASS Book Series - Advances in Aerospace Sciences* 11 (2019), S. 447–466. DOI: 10.1051/eucass/201911447.
- [42] F. Battista u. a. „Development of a LOX/LCH4 Technology Demonstrator Based on Regenerative Cooling throughout Validation of Critical Design Aspects with Breadboards in the Framework of the Hyprob Program“. In: *63rd International Astronautical Congress, Naples, Italy. IAC-2012*. 2012.



- [43] V. Salvatore u. a. „Design and Development of a LOX/LCH<sub>4</sub> Technology Demonstrator“. In: Joint Propulsion Conferences. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Juli 2012. DOI: 10.2514/6.2012-3935.
- [44] V. Salvatore u. a. „An overview of experimental activities and results addressing the development of LOX/LCH<sub>4</sub> rocket engine technology in the Italian HYPROB program“. In: *65th International Astronautical Congress, Toronto, Canada*. 2014.
- [45] F. Battista u. a. „Advancements in the HYPROB-BREAD project: design and testing of a LOX/LCH<sub>4</sub> demonstrator“. In: *5th Space Propulsion Conference* (2016).
- [46] M. Habiballah u. a. „MASCOTTE- A test bench for cryogenic combustion research“. In: *IAF, 47th, International Astronautical Congress, Beijing, China*. 1996.
- [47] L. Vingert, M. Habiballah und P. Vuillermoz. „Upgrading of the Mascotte cryogenic test bench to the LOX/Methane combustion studies“. In: *4th International Conference on Launcher Technology "Space Launcher Liquid Propulsion", Liège, Belgium*. 2002.
- [48] L. Vingert u. a. „A Rocket Engine under a Magnifying Glass“. In: *AerospaceLab* 11 (2016). URL: <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01369600>.
- [49] S. Zurbach u. a. „Recent Advances on LOX/Methane Combustion for Liquid Rocket Engine Injector“. In: Joint Propulsion Conferences. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Juli 2002. DOI: 10.2514/6.2002-4321.
- [50] S. Zurbach. „LOX/Methane Studies for Fuel Rich Preburner“. In: Joint Propulsion Conferences. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Juli 2003. DOI: 10.2514/6.2003-5063.
- [51] G. Singla u. a. „Transcritical oxygen/transcritical or supercritical methane combustion“. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 30.2 (Jan. 2005), S. 2921–2928. DOI: 10.1016/j.proci.2004.08.063.
- [52] N. Fdida u. a. „Characterization of a double swirl injector in a LOX/LCH<sub>4</sub> fueled combustor on Mascotte test bench“. In: *5th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS)* (2013).
- [53] O.J. Haidn u. a. „On Methane/Oxygen Combustion for Rocket Applications“. In: *International Symposium on Innovation and Prospects of Liquid Propulsion, Xi'an, China* (2016).

- [54] M.P. Celano u. a. „Injector Characterization for a GOX-GCH4 Single Element Combustion Chamber“. In: *5th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS)* (2013).
- [55] S. Silvestri u. a. „Characterization of a GOX-GCH4 single element combustion chamber“. English. In: *4th Space Propulsion Conference*. 2014.
- [56] M.P. Celano u. a. „Experimental and numerical investigation for a GOX-GCH4 shear-coaxial injector element“. In: *4th Space Propulsion Conference*. 2014.
- [57] S. Silvestri u. a. „Experimental Investigation on Recess Variation of a Shear Coax Injector in a GOX-GCH4 Combustion Chamber“. In: *5th Space Propulsion Conference* (2016).
- [58] M.P. Celano u. a. „Model Assessment for Gaseous Film Cooling in a Subscale Single Element GCH4-GOX Combustion Chamber“. In: *5th Space Propulsion Conference* (2016).
- [59] S. Silvestri u. a. „Investigation on Recess Variation of a Shear Coaxial Injector in a GOX-GCH4 Rectangular Combustion Chamber with Optical Access“. In: *7th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS)*. 2017.
- [60] K. Schäfer u. a. „Methane / Oxygen Test Facilities in Lampoldshausen“. In: *2nd European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS)* (2007).
- [61] A. Frank und D. Regenbrecht. „The test centre Lampoldshausen and its role in Ariane 6 and beyond“. In: *SpaceOps Conference*. 2016. DOI: 10.2514/6.2016-2503.
- [62] A. Iannetti u. a. „Prometheus, A LOx/LCH4 Reusable Rocket Engine“. In: *7th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS)*. 2017.
- [63] C. Bonhomme u. a. „Prometheus: European Next Generation Liquid Rocket Engine“. In: *68th International Astronautical Congress, Adelaide IAC-17-C4.1.2* (2017).
- [64] D. Tchou-Kien u. a. „PROMETHEUS, a low cost LOX/CH4 engine prototype“. In: AIAA Propulsion and Energy Forum. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Juli 2017. DOI: 10.2514/6.2017-4750.
- [65] J. Deeken und G. Waxenegger. „LUMEN: Engine cycle analysis of an expander-bleed demonstrator engine for test bench operation“. In: *Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress*. 2016.
- [66] T. Traudt u. a. „Status of the Turbopump Development in the LUMEN Project“. In: *69th IAC Bremen* (2018).

- [67] J. Deeken, M. Oswald und S. Schlechtriem. „Current status of the DLR LUMEN Project“. In: *6th Space Propulsion Conference*. 2018.
- [68] W.F. Jiri, Wilson J.R. und G.A. Gordon. „A preliminary investigation of the use of focused laser beams for minimum ignition energy studies“. In: *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences* 321.1544 (Jan. 1971), S. 41–52. DOI: 10.1098/rspa.1971.0012.
- [69] R.G. Kingdon und F.J. Weinberg. „The effect of plasma constitution on laser ignition energies“. In: *Symposium (International) on Combustion* 16.1 (1977), S. 747–756. ISSN: 0082-0784. DOI: 10.1016/S0082-0784(77)80368-8.
- [70] R.W. Schmieder. „Laser spark ignition and extinction of a methane-air diffusion flame“. In: *Journal of Applied Physics* 52.4 (1981), S. 3000–3003. DOI: 10.1063/1.329044.
- [71] J.D. Dale, P.R. Smy und R.M. Clements. „Laser Ignited Internal Combustion Engine - An Experimental Study“. In: *SAE Transactions* 87 (1978), S. 1539–1548. ISSN: 0096736X, 25771531. URL: <http://www.jstor.org/stable/44611120>.
- [72] D.A. Santavicca u. a. *Laser induced spark ignition of methane-oxygen mixtures*. Techn. Ber. NASA Contractor Report, 1991. URL: <https://ntrs.nasa.gov/citations/19910020995>.
- [73] L. Liou. „Laser Ignition in Liquid Rocket Engines“. In: *Joint Propulsion Conference and Exhibit* (1994). DOI: 10.2514/6.1994-2980.
- [74] V. Schmidt, J. Sender und M. Oswald. „Simultaneous Observation of Liquid Phase Distribution and Flame Front Evolution during the Ignition Transient of a LOX/GH2 – Combustor“. English. In: *Journal of Visualization* 4.4 (2001), S. 365–372.
- [75] J. Sender, V. Schmidt und M. Oswald. „Highly Time Resolved Observation Of The Ignition Process Of A LOX/GH2 Coaxial injected Spray“. English. In: *Joint Propulsion Conference and Exhibit AIAA 2001-3942* (2001), S. 7.
- [76] V. Schmidt u. a. „Experimental Investigation and modeling of the ignition Transient of a Coaxial H2/O2-Injector“. In: *5th International Symposium on Liquid Rocket Propulsion* (Okt. 2003).
- [77] T. Razafimandimby u. a. „Laser Ignition of a GH2/LOX Spray Under Vacuum Conditions“. In: *Proceedings of the European Combustion Meeting*. 2005.
- [78] M. Börner und C. Manfretti. „Status and Perspectives of Laser Ignition of a Cryogenic Research RCS Thruster“. In: *4th Space Propulsion Conference* (2014).

- [79] M. Börner u. a. „Determination of the minimum laser pulse energies for ignition in a subscale rocket combustion chamber“. In: *Laser Ignition Conference*. 2017.
- [80] J. Sender u. a. „Ignition transients of a gaseous CH<sub>4</sub>/O<sub>2</sub> coaxial jet“. In: *22nd European Conference on Liquid Atomization Spray Systems* (2008).
- [81] C. Pauly, J. Sender und M. Oswald. „Ignition of a gaseous methane/oxygen coaxial jet“. In: *Progress in Propulsion Physics*. Bd. 1. EDP Sciences. 2009, S. 155–170.
- [82] C. Manfretti, J. Sender und M. Oswald. „Theoretical and Experimental Discourse on Laser Ignition in Liquid Rocket Engines“. In: *ISTS, The 27th International Symposium on Space Technology and Science* (Juli 2009). Tsukuba, Japan.
- [83] C. Manfretti. „Low Ambient Pressure Injection and Consequences on Ignition of Liquid Rocket Engines“. In: *Joint Propulsion Conference and Exhibit* (2012).
- [84] C. Manfretti. „Laser Ignition of an Experimental Cryogenic Reaction and Control Thruster: Ignition Energies“. In: *Journal of Propulsion and Power* 30.4 (2014), S. 952–961. DOI: 10.2514/1.B35115.
- [85] C. Manfretti. „Laser ignition of an experimental cryogenic reaction and control thruster: Pre-ignition conditions“. In: *Journal of Propulsion and Power* 30.4 (2014), S. 925–933. DOI: 10.2514/1.b34916.
- [86] M. Börner u. a. „Experimental Study of a Laser-Ignited Liquid Cryogenic Rocket Engine“. In: *Laser Ignition Conference*. 2015.
- [87] M. Börner u. a. „Laser ignition of a multi-injector LOX/methane combustor“. In: *31st ISTS, Matsuyama*. 2017.
- [88] S. Karl und K. Hannemann. „Application of the DLR TAU-Code to the RCM-4 Test Case: Microcombustor Ignition“. In: *3rd International Workshop on Rocket Combustion Modeling*. 2006.
- [89] G. Lacaze u. a. „Large eddy simulation of laser ignition and compressible reacting flow in a rocket-like configuration“. In: *Combustion and Flame* 156.6 (Juni 2009), S. 1166–1180. DOI: doi:10.1016/j.combustflame.2009.01.004.
- [90] M. Ourliac u. a. *Ignition simulation with an Eulerian Monte Carlo method in conservative formulation for solving joint scalar PDF transport equation*. Techn. Ber. ONERA, 2012. DOI: 10.13140/RG.2.1.4953.2969.
- [91] M. Valorani u. a. „CFD Analysis of Laser-Pulse Ignition of GCH<sub>4</sub>/GO<sub>2</sub> in M3-DLR Test-Bench“. In: *3rd Space Propulsion Conference* (Mai 2012).

- [92] G. Gargiulo u. a. „Numerical analysis of laser-pulse transient ignition of oxygen/methane mixtures in rocket-like combustion chamber“. In: *Acta Astronautica* 159 (2019), S. 136–155. ISSN: 0094-5765. DOI: 10.1016/j.actaastro.2019.03.049.
- [93] D.K. Huzel und D.H. Huang. *Modern engineering for design of liquid-propellant rocket engines*. Progress in Astronautics und Aeronautics, 1992. Kap. Design of Liquid Propellant Rocket Engines, S. 120–127. DOI: 10.2514/4.866197.
- [94] G.P. Sutton. *History of Liquid Propellant Rocket Engines*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Inc., 2006. ISBN: 978-1-56347-649-5. DOI: 10.2514/4.868870.
- [95] G.P. Sutton und O. Biblarz. *Rocket Propulsion Elements*. 8. Aufl. John Wiley & Sons, 2010. ISBN: 978-0-470-08024-5.
- [96] B. E. Forch und A. W. Miziolek. „Ultraviolet Laser Ignition of Premixed Gases by Efficient and Resonant Multiphoton Photochemical Formation of Microplasmas“. In: *Combustion Science and Technology* 52.1-3 (1987), S. 151–159. DOI: 10.1080/00102208708952574.
- [97] B. E. Forch. „Resonant laser ignition of reactive gases“. In: *Proc. SPIE 2122, Laser Applications in Combustion and Combustion Diagnostics II*. Bd. 2122. März 1994. DOI: 10.1117/12.171284.
- [98] K. Hasegawa u. a. „Laser Ignition Characteristics of Gox/GH<sub>2</sub> and Gox/GCH<sub>4</sub> Propellants“. In: Joint Propulsion Conferences. American Institute of Aeronautics und Astronautics, 2003. DOI: 10.2514/6.2003-4906.
- [99] E. Truckenbrodt. *Strömungsmechanik*. Springer, Berlin, Heidelberg, 1968. ISBN: 978-3-662-41600-6. DOI: 10.1007/978-3-662-41599-3.
- [100] P. Gerlinger. *Numerische Verbrennungssimulation*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2005. ISBN: 978-3-540-27535-0. DOI: 10.1007/3-540-27535-5.
- [101] H. Oertel, M. Bohle und U. Dohrmann. *Strömungsmechanik*. 4. Aufl. Friedr. Vieweg & Sohn Verlag | GWV Fachverlage GmbH, Wiesbaden, 2006. ISBN: 978-3-8348-0206-4.
- [102] David C. Wilcox. *Turbulence Modeling for CFD*. 3. Aufl. DCW Industries, 2010. ISBN: 978-1-928729-08-2.
- [103] ANSYS® Academic Research, Release 16,2, Help System, ANSYS CFX Solver Theory Guide, ANSYS, Inc.

- [104] F.R. Menter. „Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications“. In: *AIAA Journal* 32.8 (Aug. 1994), S. 1598–1605. DOI: 10.2514/3.12149.
- [105] G.P. Smith u. a. *GRI-Mech 3.0*. URL: [http://www.me.berkeley.edu/gri\\_mech/](http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/).
- [106] C.K. Westbrook und F.L. Dryer. „Simplified Reaction Mechanisms for the Oxidation of Hydrocarbon Fuels in Flames“. In: *Combustion Science and Technology* 27.1-2 (1981), S. 31–43. DOI: 10.1080/00102208108946970.
- [107] W.P. Jones und R.P. Lindstedt. „Global reaction schemes for hydrocarbon combustion“. In: *Combustion and flame* 73.3 (1988), S. 233–249.
- [108] F. Joos. *Technische Verbrennung*. Springer Berlin Heidelberg, 2006. ISBN: 978-3-540-34333-2. DOI: 10.1007/3-540-34334-2.
- [109] B.F. Magnussen und B.H. Hjertager. „On mathematical modeling of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion“. In: *Symposium (International) on Combustion*. Bd. 16. 1. Elsevier. 1977, S. 719–729. DOI: 10.1016/S0082-0784(77)80366-4.
- [110] D.B. Spalding. „Mixing and chemical reaction in steady confined turbulent flames“. In: *Symposium (International) on Combustion* 13.1 (1971). Thirteenth symposium (International) on Combustion, S. 649–657. ISSN: 0082-0784. DOI: 10.1016/S0082-0784(71)80067-X.
- [111] D.B. Spalding. *Combustion and Mass Transfer*. Pergamon, 1979. ISBN: 978-0-08-022106-9. DOI: 10.1016/C2013-0-02947-7.
- [112] F.A. Williams. „Turbulent Mixing in Nonreactive and Reactive Flows“. In: Hrsg. von S.N.B. Murthy. Springer, Boston, MA, 1975. Kap. Recent Advances in Theoretical Descriptions of Turbulent Diffusion Flames, S. 189–208. ISBN: 978-1-4615-8740-8. DOI: 10.1007/978-1-4615-8738-5\_5.
- [113] N. Peters. „The Premixed Turbulent Flame in the Limit of a Large Activation Energy“. In: *Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics* 7.1 (1982), S. 25–38. DOI: 10.1515/jnet.1982.7.1.25.
- [114] N. Peters. „Laminar flamelet concepts in turbulent combustion“. In: *Symposium (International) on Combustion* 21.1 (1988), S. 1231–1250. ISSN: 0082-0784. DOI: 10.1016/S0082-0784(88)80355-2.
- [115] N. Peters. *Turbulent Combustion*. Cambridge University Press, 2000. ISBN: 0-521-66082-3.

- [116] M. Wohlhüter, V.P. Zhukov und M. Börner. „Methane/oxygen laser ignition in an experimental rocket combustion chamber“. In: *5th Space Propulsion Conference* (2016).
- [117] ANSYS® Academic Research, Release 16.2, Help System, ANSYS CFX-Pre User's Guide, ANSYS, Inc.
- [118] K. Eisazadeh-Far u. a. „On flame kernel formation and propagation in premixed gases“. In: *Combustion and Flame* 157.12 (2010), S. 2211–2221. DOI: 10.1016/j.combustflame.2010.07.016.
- [119] ANSYS® Academic Research CFX, Release 13.0.
- [120] H. Dubbel. *Taschenbuch für den Maschinenbau*, 21. Aufl. Berlin u. A. Springer, 2005.
- [121] ANSYS® Academic Research CFX, Release 14.5.
- [122] M. Wohlhüter, V.P. Zhukov und C. Manfletti. „Numerical analysis of Laser Ignition and Flame Development in a subscale Combustion Chamber“. In: *4th Space Propulsion Conference* (2014).
- [123] ANSYS® Academic Research CFX, Release 16.2.
- [124] ANSYS® Academic Research, Release 16.2, Help System, ANSYS CFX-Solver Modeling Guide, ANSYS, Inc.
- [125] M. Kuznetsov u. a. „DDT in methane-air mixtures“. In: *Shock Waves* 12.3 (Nov. 2002), S. 215–220. ISSN: 1432-2153. DOI: 10.1007/s00193-002-0155-0.
- [126] E.S. Oran und V.N. Gamezo. „Origins of the deflagration-to-detonation transition in gas-phase combustion“. In: *Combustion and Flame* 148.1 (2007), S. 4–47. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/j.combustflame.2006.07.010.
- [127] R.K. Zipf u. a. „Deflagration-to-detonation transition in natural gas–air mixtures“. In: *Combustion and Flame* 161.8 (2014), S. 2165–2176. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/j.combustflame.2014.02.002.
- [128] D.A. Kessler, V.N. Gamezo und E.S. Oran. „Simulations of flame acceleration and deflagration-to-detonation transitions in methane–air systems“. In: *Combustion and Flame* 157.11 (2010), S. 2063–2077. ISSN: 0010-2180. DOI: 10.1016/j.combustflame.2010.04.011.

# Abbildungsverzeichnis

4.1	Schematischer Aufbau der optischen Messtechnik . . . . .	46
4.2	Forschungsbrennkammern am Prüfstand M3.1 . . . . .	49
4.3	Längsschnitte der Brennkammern . . . . .	51
4.4	Positionen der Drucksensoren in der MOLI Brennkammer . . . . .	54
5.1	Seitenansicht des Rechengebiets der RCSLaser-Rechnungen . . . . .	56
5.2	ISP-1-Rechnungen: 2D- und 3D-Geometrie von Injektor und Brennkammer	59
5.3	ISP-1-Rechnungen: Testsequenz mit Ventilöffnungs- und Schließzeiten .	60
5.4	Verlauf der Domdrücke vor der Zündung . . . . .	63
5.5	RCSLaser-Rechnungen: 3D-Geometrie von Injektor und Brennkammer .	64
5.6	MOLI-Rechnungen: 3D-Geometrie von Injektor und Brennkammer . . .	66
6.1	Einfluss der Netzauflösung auf den Brennkammerdruck der ISP-1-Simu- lationen . . . . .	71
6.2	Einfluss der Netzauflösung auf den Brennkammerdruck der MOLI-Simu- lationen . . . . .	72
6.3	Zustand von Strömung und Vermischung zum Zeitpunkt der Zündung bei 2D- und 3D-Rechnungen; links: Strömungsvisualisierung mit Streich- linien auf der Symmetrieebene, rechts: Stickstoffverteilung auf der Sym- metrieebene . . . . .	74
6.4	ISP-1-Simulationen: ROF-Verteilung zum Zeitpunkt der Zündung . . .	76
6.5	Einfluss der Geometrie auf den Brennkammerdruck der ISP-1-Simu- lationen . . . . .	78
6.6	Vergleich der Strömung in Experiment und Simulation anhand des RCSLaser- Testfalls . . . . .	80
6.7	Berechneter $\text{CH}_4$ Massenstrom aus experimentellen Daten und Druck- verlauf des ISP-1-Versuchs . . . . .	83
6.8	Detailansicht der $\text{O}_2$ - und $\text{CH}_4$ -Strömung vor und kurz nach der Zündung	84
6.9	OH Bildsequenz der Zündung, Flammenverlöschung und Wiederzün- dung während des Zündprozesses . . . . .	87



6.10	Zeitlicher Verlauf der OH-Intensität, normalisiert . . . . .	88
6.11	Druckverläufe der ISP-1- und RCSLaser-Versuche . . . . .	91
6.12	Brennkammerdruck und Flammenentwicklung in Simulation und Experiment . . . . .	92
6.13	Beginn der Sauerstoffeinströmung; Druck im Sauerstoffdom und zugehörige Schlierenaufnahmen . . . . .	94
6.14	Zündverlauf harte und weiche Zündung; Zündposition 1 . . . . .	96
6.15	Druckverlauf harte (MOLI 2) und weiche Zündung (MOLI 3) . . . . .	98
6.16	OH-Intensität bei harter (MOLI 2) und weicher Zündung (MOLI 3) . . . . .	99
6.17	Flammenausbreitung der drei Testfälle . . . . .	102
6.18	Zeitliche Entwicklung der axialen Flammenausbreitungsgeschwindigkeit . . . . .	103
6.19	Mischungsverhältnis und Speziesverteilungen zum Zündzeitpunkt . . . . .	105
6.20	Vergleich dreier MOLI-Versuche mit ähnlichen Vorläufen . . . . .	108
6.21	Zündgrenzen von Methan-Sauerstoff-Gemischen [4] . . . . .	110
6.22	Transitionsbereich der Flammenausbreitung in Schlierenaufnahmen und der ROF-Verteilung . . . . .	111
6.23	Einfluss der Zündposition auf den Zündverlauf (Pos. 1: MOLI 3, Pos. 2: MOLI 1) . . . . .	113
6.24	Schlierenaufnahmen der Laserpulse an den beiden Zündpositionen der MOLI-Testkampagne . . . . .	114
6.25	Einfluss der Zündposition auf den Zündverlauf . . . . .	115
6.26	Entwicklung des Mischungsverhältnisses in der Brennkammer und den beiden Zündbereichen, MOLI 1 . . . . .	116
6.27	Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme in der RCSLaser-Brennkammer . . . . .	118
6.28	Flammenausbreitung in der Simulation: WD2-FRC/EDM und WD2-FRC . . . . .	120
6.29	Flammenausbreitung in der Simulation: BVM und ECFM . . . . .	121
6.30	Flammenausbreitung in der Simulation: JL4-FRC . . . . .	122
6.31	Druckentwicklung in der Simulation: WD2-FRC/EDM und WD2-FRC . . . . .	123
6.32	Druckentwicklung in der Simulation: BVM und ECFM . . . . .	124
6.33	Druckentwicklung in der Simulation: JL4-FRC . . . . .	125
6.34	Ausbreitungsgeschwindigkeit der weichen Zündung in Simulation und Experiment . . . . .	127
6.35	Flammenausbreitung der weichen Zündung in Simulation und Experiment . . . . .	128
6.36	Druckentwicklung der weichen Zündung in Simulation und Experiment . . . . .	129

# Tabellenverzeichnis

3.1	Ionisationspotential und maximale Wellenlänge . . . . .	31
3.2	Wellenlängen für Zweiphotonenabsorption . . . . .	31
4.1	Aufnahmeraten und Bildgrößen der optischen Messsysteme . . . . .	47
4.2	Herstellerspezifikationen der Drucksensoren . . . . .	50
5.1	Netzgrößen der ISP-1-Rechnungen . . . . .	60
5.2	ISP-1-Rechnungen: Einströmeigenschaften am Injektor . . . . .	61
5.3	Netzgrößen der RCSLaser-Rechnungen . . . . .	64
5.4	RCSLaser-Rechnungen: Einströmeigenschaften am Injektor . . . . .	65
5.5	Netzgrößen der MOLI-Rechnungen . . . . .	66
5.6	MOLI-Rechnungen: Einströmeigenschaften am Injektor . . . . .	67
5.7	Zündpositionen der MOLI-Testkampagne . . . . .	67
6.1	ISP-1-Simulationen: Mittlere Massenanteile und ROF-Werte in den 2D- und 3D-Simulationen zum Zündzeitpunkt . . . . .	75
6.2	Überblick über die Testfälle der Flammenausbreitungsuntersuchungen .	100
6.3	Über das Brennkammervolumen gemittelte Werte für ROF und Massen- anteile von CH <sub>4</sub> , O <sub>2</sub> und N <sub>2</sub> zum Zeitpunkt der Zündung . . . . .	104
6.4	ROF und Massenanteile dreier MOLI-Versuche zum Zündzeitpunkt . .	107